ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

С. З. БЕЛЕНЬКИЙ

К ТЕОРИИ МНОЖЕСТВЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ

Статистическая теория множественного образования частиц, впервые предложенная Ферми [1], повидимому, лучше других согласуется с опытом в области очень больших энергий. Следует отметить, что первоначальная гипотеза, выдвинутая Ферми, испытала ряд существенных изменений. Было указано на ряд непоследовательностей и слабых сторон теории Ферми. Л. Д. Ландау [2] провел последовательно вычисление процессов множественного образования на основе релятивистской гидродинамики. Различные стороны процесса множественного образования были исследованы в работах И. Я. Померанчука [3], Е. Л. Фейнберга и Д. С. Чернавского [4]. В результате всех этих исследований, в особенности работы Ландау, многие следствия из статистической теории множественного образования частиц в ее современной форме сильно отличаются от следствий из теории в ее первоначальной форме, предложенной Ферми. В настоящем докладе рассматриваются вопросы, связанные с множественным образованием частиц.

Прежде всего мы хотели бы остановиться на вопросе о числе частиц различных масс при множественном образовании. Если между частицами с массами, отличными от массы π-мезона, и ядрами существует сильное взаимодействие, то эти частицы должны образовываться в «звездах». Также, вообще говоря, можно ожидать и образования нуклонов и более тяжелых частиц. Согласно представлению Ферми число частиц в «звезде» фиксируется в начальной стадии столкновения, когда «температура» системы значительно превышает энергию покоя нуклонов. Тогда соотношение между числами частиц разного сорта определяется в основном числом возможных состояний этих частиц. Так, например, для нуклонов число возможных состояний равно 8 (четыре типа нуклонов и две ориентации спина), для π-мезона это число равно 3.

С учетом этого обстоятельства, а также различия статистик, которым подчиняются нуклоны и π-мезоны, отношение числа нуклонов к числу π-мезонов оказывается примерно равным двум. Число образующихся тяжелых мезонов оказывается (по Ферми) примерно равным числу π-мезонов. Что касается энергии, приходящейся на каждую из частиц, то при больших температурах распада частицы в этом смысле равноценны и на каждую частицу независимо от ее природы приходится приблизительно одинаковая энергия.

Однако рассмотрение Ферми непоследовательно, так как система распадается на отдельные частицы не в первый момент столкновения, а значительно позже (см. [3]). В течение гидродинамического разлета системы число частиц является неопределенным. Оно фиксируется при некоторой температуре системы T_K, причем

$$T_{\text{к}} \sim m_\pi c^2, \tag{1}$$

где m_π — масса π-мезона, а $T_{\text{к}}$ измеряется в энергетических единицах. При этой температуре длина пробега частиц становится равной линейным размерам системы. Так как энергия покоя тяжелых мезонов превышает $T_{\text{к}}$, высказывалось предположение, что число тяжелых мезонов

должно быть весьма мало. При этом исходили из следующей формулы для плотности частиц n, справедливой в нерелятивистском приближении:

$$n \sim \exp\left(-\frac{m_\pi c^2}{T_\text{к}}\right). \tag{2}$$

В этой формуле масса входит в экспоненту, поэтому плотность частиц очень чувствительна к изменению массы. Однако формула (2) является приближенной и справедлива только, если $m_\pi c^2 > T_\text{к}$. Но величина критической температуры $T_\text{к}$ является параметром теории, который заранее не известен. При $T_\text{к} = m_\pi c^2$ формула (2) будет несправедлива. Поэтому в работе [5] было произведено более точное вычисление числа частиц с различными массами в зависимости от температуры распада, причем мы предположили, что при разлете системы частицы не взаимодействуют между собой, и для зависимости плотности от температуры использовали релятивистские формулы. Отношение числа тяжелых частиц к числу π-мезонов оказалось зависящим от $\frac{m_K c^2}{T_\text{к}}$ и $\frac{m_\pi c^2}{T_\text{к}}$ (где m_K — масса тяжелых мезонов), а также от значения спина тяжелых мезонов. Было вычислено также отношение средних энергий тяжелых частиц и π-мезонов. Следует подчеркнуть, что это отношение не зависит от системы координат, в которой производится расчет. Результаты вычислений даны в таблицах, приведенных в работе [5]. Из этих таблиц видно, что в области $T_\text{к} \sim m_\pi c^2$ число тяжелых мезонов может быть отнюдь не малым, а сравнимым с числом π-мезонов. Эти частицы уносят значительную часть энергии. Большая часть тяжелых частиц связана с тем, что частицы при $T_\text{к} \sim m_\pi c^2$ обладают уже достаточно большой средней энергией. Например, при $T_\text{к} \sim 1{,}5\, m_\pi c^2$ средняя кинетическая энергия π-мезонов равна $3\, m_\pi c^2$.

Зависимость отношения l/L от критической температуры для двух значений энергии нуклона

$\frac{T_\text{к}}{m_\pi c^2}$	$E = Mc^2$	$E = 10^3\ Mc^2$
0,5	16	9
0,7	5	3
1,0	1,2	0,7
1,5	0,36	0,21
2	0,12	0,07

Перейдем теперь к оценке температуры распада системы $T_\text{к}$. Для того чтобы при температуре $T_\text{к}$ был возможен распад системы, длина свободного пробега частиц l должна быть при этом не меньше характерных размеров системы L. Характерные размеры системы $L \sim \frac{\hbar}{m_\pi c}$. Строго говоря, эта величина зависит в слабой степени от энергии системы и согласно вычислениям Ландау приближенно может быть записана так: $L = \frac{\hbar}{m_\pi c}\left(\frac{E}{Mc^2}\right)^{1/12}$, где M и E — масса и энергия первичного нуклона. Длина пробега $l \approx 1/n\sigma$. Отношение l/L нетрудно вычислить, если положить $\sigma = \pi\left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2$, а в качестве n взять плотность мезонов при температуре распада $T_\text{к}$. Результаты вычисления приводятся в таблице.

Отсюда видно, что температура распада, повидимому, лежит в пределах $0{,}7 \div 1{,}5 m_\pi c^2$. Действительно, при значении $l/L \ll 1$ распад не может произойти, так как длина пробега мала, а при $l/L \gg 1$ система не может существовать из-за малости ее размеров. Следует отметить, что неопределенность нашего расчета, связанная с тем, что и σ, и L известны только по порядку величины, не позволяет теоретически определить температуру разлета $T_\text{к}$. При $T_\text{к} = 1{,}2\, m_\pi c^2$ равновесное число мезонов с массой 970 в пред-

положении, что изотопический спин их равен 1, составляет 32% от числа π-мезонов, а число мезонов с массой 1300 составляет 16% от числа π-мезонов. В работах Даниэля и др. [6] было указано, что тяжелые мезоны образуются в «звездах» в количестве, сравнимом с числом π-мезонов. Однако в обзоре Пауэлла [7] выражается сомнение в результатах этой работы. Малое число образующихся тяжелых частиц могло бы служить указанием на низкую температуру распада системы. С другой стороны, не исключено, что некоторые из тяжелых частиц слабо взаимодействуют с нуклонами и потому не образуются в «звездах». На это указывает относительно большое время распада всех тяжелых частиц, которое трудно совместить с предположением о сильном ядерном взаимодействии, если впрочем не допустить, что тяжелые частицы образуются парами. В последнем случае сильное ядерное взаимодействие вполне вероятно, но приведенные нами расчеты должны быть соответствующим образом изменены.

Перейдем теперь к вопросу о числе и энергии нуклонов, участвующих в соударении и возникающих при этом. При взаимодействии нуклона с ядром происходит соударение сразу с несколькими нуклонами ядра. Совокупность имеющихся в настоящее время экспериментальных данных с огромной точностью подтверждает, что во всех ядерных процессах имеет место сохранение ядерного заряда. Это следует учесть при вычислениях. В функцию распределения числа нуклонов нужно ввести химический потенциал μ, который при вычислении в случае тяжелых мезонов можно было принять равным нулю.

Значение μ определяется из условия, что разность числа нуклонов и числа антинуклонов (если они образуются) в системе должна равняться числу начальных нуклонов. Соответствующие вычисления проведены в работе [8]. В результате получается следующее соотношение:

$$\frac{N_{\text{н}}}{N_{\pi}} = \sqrt{\left(\frac{N_{\text{н}0}}{N_{\pi 0}}\right)^2 + \left(\frac{N_0}{N_{\pi}}\right)^2}, \tag{3}$$

где $\frac{N_{\text{н}}}{N_{\pi}}$ — отношение суммы чисел нуклонов и антинуклонов к числу π-мезонов, $\frac{N_0}{N_{\pi}}$ — отношение числа начальных нуклонов к числу π-мезонов, $\frac{N_{\text{н}0}}{N_{\pi 0}}$ — отношение числа нуклонов и антинуклонов к числу π-мезонов при $N_0 = 0$.

Рассмотрим, как влияет сохранение ядерного заряда на образование антинуклонов. Если, например, $T_{\text{к}} = 1{,}5\, m_{\pi}c^2$, то, как показывает вычисление, $\frac{N_{\text{н}0}}{N_{\pi 0}} = 0{,}27$ и число антинуклонов равно 0,135. Допустим, что $\frac{N_0}{N_{\pi}} = 0{,}15$ (это соответствует, например, 3 нуклонам и 20 мезонам). Отсюда $\frac{N_{\text{н}}}{N_{\pi}} = 0{,}3$. Тогда число всех образовавшихся нуклонов равно 0,15, а антинуклонов 0,075. Таким образом, число антинуклонов при учете начальных нуклонов уменьшается в рассмотренном примере почти вдвое.

Перейдем теперь к энергии нуклонов и π-мезонов. Нетрудно видеть, что приходящаяся на один нуклон энергия зависит только от температуры распада и не зависит от химического потенциала (см. [8]). Это справедливо, если мы используем для нуклонов релятивистское распределение Максвелла, а не распределение Ферми, что вполне законно.

Для того чтобы получить величину, не зависящую от системы отсчета, следует взять отношение энергии, приходящейся на один нуклон, к энергии, приходящейся на один π-мезон. Эта величина зависит только от температуры распада и экспериментальное определение ее явилось

бы, повидимому, лучшим способом определения температуры распада. Таблица значений этой величины α приведена в работе [8].

При $\frac{T_к}{m_\pi c^2} \ll 1$ $\alpha = 6{,}8$; при $\frac{T_к}{m_\pi c^2} = 0{,}5$ $\alpha = 3{,}76$; при $\frac{T_к}{m_\pi c^2} = 1{,}5$ $\alpha = 2{,}16$. Отсюда видно, что энергия, приходящаяся на один нуклон, в случае не очень больших температур распада в несколько раз превышает энергию, приходящуюся на один π-мезон. Рассмотрим в качестве примера случай, когда энергия первичного нуклона равна 10^{11} eV. Если нуклон соударяется в среднем с двумя нуклонами, то при этом образуется семь мезонов. Если допустить, что $\frac{T_к}{m_\pi c^2} \approx 0{,}5$, то отношение энергии, уносимой всеми нуклонами, к полной энергии оказывается равным 0,64. Следует отметить, впрочем, что при таких энергиях выводы из теории носят качественный характер.

При ядерных соударениях могут рождаться и более тяжелые частицы (Λ-частицы), также обладающие ядерным зарядом. Они могут быть включены в наше рассмотрение (см. [8]). Как показывает вычисление при $T_к = 1{,}2\, m_\pi c^2$ и при $N_0 = 0$, число антинуклонов, образующихся в «звездах», в 2,3 раза больше числа Λ-частиц. Однако уже при $\frac{N_0}{N_\pi} = 0{,}15$, наоборот, число образующихся Λ-частиц в два раза превышает число антинуклонов. Если критическая температура $T_к$ уменьшается, относительная роль Λ-частиц будет еще больше.

Современная теория множественного образования частиц рассматривает лишь соударения нуклонов с нуклонами, в то время как соударения нуклонов с ядрами, весьма существенные с экспериментальной точки зрения, детально не рассматриваются. Заметим, что теоретическое рассмотрение соударений нуклонов с нуклонами, проведенное Ландау [2], можно разбить на две части; в первой части исследуется зависимость полного числа образующихся частиц от энергии первичной частицы, во второй — угловое и энергетическое распределение частиц. Вычисление полного числа частиц производится сравнительно просто на основе общих термодинамических соотношений; вторая часть требует применения релятивистской гидродинамики. Отметим также, что результаты, полученные для полного числа частиц, гораздо точнее, чем результаты, полученные для углового и энергетического распределений.

Первая часть расчета Ландау для соударения нуклонов основана на следующих соображениях. Так как процесс гидродинамического расширения системы происходит адиабатически и в силу отсутствия ударных волн не сопровождается изменением энтропии, то энтропия системы меняется лишь в первый момент соударения, в период сжатия. Далее число частиц остается неопределенным во все время процесса и определяется лишь при температуре, равной температуре распада системы $T_к$. Можно показать, что полное число образующихся частиц пропорционально изменению энтропии в начале процесса:

$$N = \text{const} \cdot S, \tag{4}$$

где N — полное число частиц, S — полное изменение энтропии. Так как энтропия определяется в первый момент столкновения, то благодаря симметрии системы ее нетрудно вычислить.

Обратимся теперь к исследованию соударения нуклона с ядром (или соударению двух ядер с разным атомным весом). Нетрудно видеть, что в этом случае даже вычисление полного числа частиц, т. е. первая более простая часть задачи становится довольно сложной. Так как расстояние между частицами в ядре—порядка радиуса ядерных сил, а в каждом акте соударения рождается несколько частиц, то столкновение должно приводить к процессу образования частиц сразу во всей области, через которую

проходит нуклон в ядре. При этом нуклон будет взаимодействовать не со всем ядром, а лишь с его частью. Этот вопрос будет рассмотрен ниже. Отметим прежде всего, что при наличии начальных нуклонов следует пересмотреть соотношение (4), доказанное при условии, что начальные нуклоны отсутствуют. При помощи соотношений статистической физики можно получить для этого случая следующую зависимость [9]:

$$\frac{N}{N_0} = \varphi\left(T_{\text{к}}, \frac{N^*}{N_0}\right), \tag{5}$$

где N — сумма всех образующихся частиц и нуклонов, участвующих в соударении, N_0 — число начальных нуклонов, N^* — число частиц, образующихся в случае, если $N_0 = 0$, $T_{\text{к}}$ — температура разлета системы.

Величина N^*, как нетрудно видеть, пропорциональна изменению энтропии. Функция φ была вычислена при различных температурах, начиная с $T_{\text{к}} = 0{,}5\, m_\pi c^2$. Оказалось, что при условии $\frac{N^*}{N_0} > 2$ имеет место формула (4), но здесь под N следует понимать сумму образующихся при соударении частиц и начальных нуклонов, участвующих в соударении. При $\frac{N^*}{N_0} < 2$ число образующихся частиц падает, а при $\frac{N^*}{N_0} < 1$ $\frac{N}{N_0} \to 1$.

Следующая задача состоит в вычислении энтропии, которое в случае соударения нуклона с ядром нельзя уже провести так просто, как при соударении нуклона с нуклоном.

Распространим представление о ядерном веществе как о сплошной среде и на первую стадию столкновения — стадию сжатия. Отметим при этом, что говорить о распространении «ударных волн» или «бегущих волн» по нуклону можно только в условном смысле: соответствующие вычисления проводятся лишь для ориентировки. Выберем систему отсчета, в которой нуклон и ядро обладают равными, но противоположными скоростями. Благодаря лоренцову сокращению нуклон и ядро в этой системе отсчета представляют собой два очень тонких диска. Вследствие этого задача может рассматриваться как одномерная. Соударение нуклона с ядром представляется, таким образом, как соударение нуклона с «трубкой», вырезанной из ядра. При сближении нуклона с трубкой по веществу трубки и нуклона распространяются в обе стороны ударные волны. В выбранной нами системе отсчета вещество, заключенное между ударными волнами, будет находиться в состоянии покоя. Ударная волна, идущая по нуклону, дойдет до края раньше, чем ударная волна, идущая по трубке. Когда волна дойдет до края, то начнется истечение вещества. По ядерному веществу пойдет волна разряжения со скоростью, равной скорости звука в среде. В то же время в ту же сторону продолжает идти ударная волна, еще не дошедшая до края. Вычисление энтропии будет различно, в зависимости от того, успеет ли бегущая волна догнать ударную волну, прежде чем ударная волна дойдет до края. Принимая, что уравнение состояния сжатого ядерного вещества $p = \varepsilon/3$ (здесь p — давление, ε — плотность энергии), мы получим, что скорость звука равна $c_0 = \frac{c}{\sqrt{3}}$, а скорость ударной волны $D = \frac{c}{3}$, где c — скорость света. Отсюда нетрудно показать, что бегущая волна догонит ударную, если длина трубки $l = 3{,}7\, d$, где d — «длина» нуклона. При меньших длинах трубки изменение энтропии вычисляется просто. Мы получаем формулу

$$\frac{S}{S_0} = \frac{1}{2}\left(\frac{l}{d} + 1\right), \tag{6}$$

где S_0 — изменение энтропии при соударении нуклона с нуклоном. Неопределенность в форме нуклона приводит к неточности формулы (6).

При соударении легкого ядра с тяжелым формула становится более точной и под d в этом случае следует понимать длину легкого ядра. При длинах трубок, превышающих $l = 3{,}7\ d$, решение становится более сложным. Бегущая волна в этом случае догонит ударную волну, но не сможет пройти через нее, а отразится от нее. Возникает область, ограниченная ударной и бегущей волной. Для того чтобы описать движение среды в этой области, следует использовать уравнение для произвольного одномерного движения сжимаемого газа, которое для релятивистского случая было получено И. М. Халатниковым [10]. В результате удается посредством довольно сложных вычислений (см. [9]) найти изменение энтропии в системе, вызванное прохождением ударной волны.

Для изменения энтропии в случае $l \gg 3{,}7\ d$ получаем формулу

$$\frac{S}{S_0} = 0{,}92\left(\frac{l}{d} - \frac{1}{4}\right)^{3/4}. \qquad (7)$$

Если мы произведем усреднение формул (6) и (7) по всем возможным соударениям в ядре от лобового соударения до соударения налетающего нуклона с периферийным, получим выражение

$$\frac{S}{S_0} = A^{0{,}19}, \qquad (8)$$

справедливое с точностью до 5% (здесь A — атомный вес). Формулы (4) и (8) вместе дают зависимость множественности от атомного веса. Эта зависимость оказывается слабой (см. также [11]). Так, множественность в свинце ($A = 207$) отличается от множественности в азоте ($A = 14$) всего в 1,7 раза.

Угловое и энергетическое распределения при соударениях нуклона с ядром требуют специального рассмотрения, которое в настоящее время производится.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Fermi E., Progr. Theor. Phys., 5, 570 (1950).
2. Ландау Л. Д., Изв. АН СССР, Серия физич., **17**, 51 (1953).
3. Померанчук И. Я., ДАН СССР, **78**, 889 (1951).
4. Фейнберг Е. Л. и Чернавский Д. С., ДАН СССР, **81**, 795 (1951); ДАН СССР 91, 511 (1953).
5. Беленький С. З., ДАН СССР, **99**, 523 (1954).
6. Daniel R., Davies J. H., Mulvey J. H., Perkins D. H., Phyl. Mag., **43**, 753 (1952).
7. Powell C. F., Nuovo Cim., **11**, Suppl. No 2,165 (1954).
8. Беленький С. З., ЖЭТФ, **28**, 111 (1955).
9. Беленький С. З. и Милехин Г. А., ЖЭТФ, **29**, 20 (1955).
10. Халатников И. М., ЖЭТФ, **27**, 529 (1954).
11. Розенталь И. Л. и Чернавский Д. С., УФН, **52**, 185 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

В. Б. МАГАЛИНСКИЙ и Я. П. ТЕРЛЕЦКИЙ

СТАТИСТИКА СИСТЕМ С СОХРАНЯЮЩИМСЯ ЗАРЯДОМ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ К ТЕОРИИ МНОЖЕСТВЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ

1. Введение

При статистическом рассмотрении явления множественного образования частиц при высоких энергиях, предложенном Ферми [1], в «термодинамическом» приближении среднее число частиц, а также соотношение между числами частиц различных типов подсчитываются по обычным формулам квантовой статистики идеального Бозе- или Ферми-газа с переменным числом частиц, выведенным без учета законов сохранения зарядов (электрического, ядерного и др.). Однако в случае процессов со сравнительно невысокой кратностью, когда полный заряд системы (т. е. число первичных частиц, заряженных одноименно) сравним с числом образовавшихся частиц, правильнее применять статистические формулы, выведенные с учетом законов сохранения заряда. Таким образом, более детальное рассмотрение актов множественного образования частиц в рамках «термодинамического» приближения возможно только после обобщения обычной квантовой статистики на случай систем с сохраняющимся зарядом.

Это обобщение и проводится в настоящей работе, в результате чего в приближении статистики Больцмана получены новые более точные формулы для среднего числа частиц и средней энергии и установлена связь этих формул с соответствующими формулами обычной статистики.

Полученные результаты используются нами для объяснения ряда вопросов, связанных с теорией множественного образования частиц. Так, рассмотрены различные частные случаи реакции образования мезонов при соударении двух нуклонов.

2. Вычисление статистической суммы, среднего числа частиц и средней энергии системы с сохраняющимся зарядом

Рассмотрим идеальный газ, состоящий из нейтральных положительно заряженных и отрицательно заряженных частиц. Полное число частиц каждого типа может меняться в результате образования нейтральных частиц и пар заряженных частиц, однако разность между числом положительно заряженных частиц n^+ и числом отрицательно заряженных частиц n^- (т. е. полный заряд системы) в силу закона сохранения заряда остается постоянной и равной начальному числу частиц ν того же типа с определенным знаком заряда*, или

$$n^+ - n^- = \nu = \text{const}. \tag{1}$$

* В начальном состоянии система содержит лишь заряженные частицы одного знака.

Пусть система обладает невырожденными энергетическими уровнями ε_k. Тогда, обозначая через n_k^0, n_k^+, n_k^-, соответствующие числа заполнения, статистическую сумму системы можно записать в следующем виде:

$$Z = \sum_{\substack{n_1^0\\ n_1^+\\ n_1^-}} \sum_{\substack{n_2^0\\ n_2^+\\ n_2^-}} \ldots \prod (q_k^{(0)})^{n_k^0} (q_k^{(1)})^{n_k^+ + n_k^-} \delta \left[\nu_1, \sum_k (n_k^+ - n_k^-)\right]. \tag{2}$$

Здесь

$$q_k^{(0)} = q_k e^{\mu_0/\theta}, \quad q_k^{(1)} = q_k e^{\mu_1/\theta}, \quad q_k = e^{-\varepsilon_k/\theta},$$

θ — абсолютная температура, выраженная в энергетических единицах, μ_0 и μ_1 — химические потенциалы соответственно нейтральных и заряженных частиц, а $\delta[a, b]$ — символ Кронекера:

$$\delta[a, b] = \begin{cases} 1, & \text{если } a = b, \\ 0, & \text{если } a \neq b \end{cases}$$

(a, b — целые числа).

Перемножение $\prod\limits_k$ и суммирование $\sum\limits_k$ производятся от единицы до бесконечности; суммирование по n_k^0, n_k^+ и n_k^- производится от нуля до бесконечности в случае статистики Бозе и от нуля до единицы в случае статистики Ферми.

Используя интегральное представление символа Кронекера

$$\delta[a, b] = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i(a-b)x} dx, \tag{3}$$

можно представить статистическую сумму (2) в виде следующего интеграла (см., например, [2]):

$$Z = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\nu x} \sum_{n_k^0, n_k^+, n_k^-} \prod_k (q_k^{(0)})^{n_k^0} (q_k^{(1)})^{n_k^+ + n_k^-} e^{i(n_k^+ - n_k^-)x} dx =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\nu x} \prod_k \sum_{n_k^0, n_k^+, n_k^-} (q_k^{(0)})^{n_k^0} (q_k^{(1)})^{n_k^+ + n_k^-} e^{i(n_k^+ - n_k^-)x} dx. \tag{4}$$

Стоящие под знаком интеграла суммы легко вычисляются как в случае статистики Бозе, так и в случае статистики Ферми. Действительно,

$$\sum_{n_k^0, n_k^+, n_k^-} (q_k^{(0)})^{n_k^0} (q_k^{(1)})^{n_k^+ + n_k^-} e^{i(n_k^+ - n_k^-)x} =$$

$$= \sum_{n_k^0} (q_k^{(0)})^{n_k^0} \sum_{n_k^+} (e^{ix} q_k^{(1)})^{n_k^+} \sum_{n_k^-} (e^{-ix} q_k^{(1)})^{n_k^-} =$$

$$= (1 \pm q_k^{(0)})^{\pm 1} (1 \pm e^{ix} q_k^{(1)})^{\pm 1} (1 \pm e^{-ix} q_k^{(1)})^{\pm 1}. \tag{5}$$

Здесь верхний знак относится к случаю статистики Ферми, а нижний — к случаю статистики Бозе. На основании (5) статистическую сумму (4) можно записать так:

$$Z = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\nu x + \Phi(x)} dx, \tag{6}$$

где

$$\Phi(x) = \pm \sum_k \ln(1 \pm q_k^{(0)}) \pm \sum_k \ln(1 \pm e^{ix} q_k^{(1)}) \pm \sum_k \ln(1 \pm e^{-ix} q_k^{(1)}). \tag{6'}$$

Вычислим Z в приближении статистики Больцмана, когда $q_k \ll 1$. В этом случае

$$\Phi(x) \approx q_0 + 2q_1 \cos x, \tag{7}$$

где

$$q_0 = q e^{\mu_0/\theta}, \quad q_1 = q e^{\mu_1/\theta}, \quad q = \sum_k q_k. \tag{7'}$$

Подставляя (7) в (6), сразу находим

$$Z = Z_0 Z_1, \tag{8}$$

где

$$Z_0 = e^{q_0}, \quad Z_1 = I_\nu(2q_1), \tag{8'}$$

($I_\nu(y)$ — бесселева функция мнимого аргумента y).

Для свободной энергии $\Psi = -\theta \ln Z$ получаем

$$\Psi = \Psi_0 + \Psi_1, \tag{9}$$

где

$$\Psi_0 = -\theta \ln Z_0, \quad \Psi_1 = -\theta \ln Z_1, \tag{9'}$$

т. е. свободная энергия всей системы просто равна сумме свободных энергий нейтральных и заряженных частиц. Из выражений (8), (8′), (9), (9′) уже можно получить все интересующие нас характеристики системы, а именно:

средние числа заполнения

$$\bar{n}_k^{(0)} = \left(q_k^{(0)} \frac{\partial}{\partial q_k^{(0)}} \ln Z_0 \right)_{\mu_0=0}, \tag{10}$$

$$\bar{n}_k^{(1)} = \left(q_k^{(1)} \frac{\partial}{\partial q_k^{(1)}} \ln Z_1 \right)_{\mu_1=0}, \tag{11}$$

средние числа частиц

$$\bar{N}_0 = -\left(\frac{\partial \Psi_0}{\partial \mu_0} \right)_{\mu_0=0}, \tag{12}$$

$$\bar{N}_1 = -\left(\frac{\partial \Psi_1}{\partial \mu_1} \right)_{\mu_1=0} \tag{13}$$

и, наконец, среднюю энергию системы

$$\bar{E} = \left(\psi - \theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right)_{\mu_0, \mu_1=0} = \bar{E}_0 + \bar{E}_1. \tag{14}$$

Поскольку отличие рассматриваемой статистики от статистики с заданным числом частиц равным ν может быть значительным лишь в области энергий, достаточных для образования частиц, мы ограничимся рассмотрением ультрарелятивистского газа. Переходя в выражении (7′) для q обычным образом от суммы к интегралу, получим

$$q = \frac{b \Omega \theta^3}{\pi^2 c^3 \hbar^3}, \tag{15}$$

где Ω — объем, в котором заключен газ, а b — число возможных состояний с различной поляризацией. В этом случае выражения (10), (12) и (14) дадут для газа нейтральных частиц обычные формулы излучения абсолютно черного тела:

$$\overline{n}_0(\varepsilon) = e^{-\varepsilon/\theta}, \qquad \overline{N}_0 = q, \quad \overline{E}_0 = 3\theta q = 3\theta\overline{N}_0. \tag{16}$$

Однако гораздо больший интерес представляют формулы, описывающие газ заряженных частиц. Они отличаются от соответствующих формул для нейтрального газа и, как нетрудно проверить при помощи (11), (13) — (15), имеют следующий вид:

$$\overline{n}_1(\varepsilon) = 2\,\frac{I_\nu'(\rho)}{I_\nu(\rho)}\,e^{-\varepsilon/\theta}, \tag{17}$$

$$\overline{N}_1 = \rho\,\frac{I_\nu'(\rho)}{I_\nu(\rho)}, \tag{18}$$

$$\overline{E}_1 = 3\theta\overline{N}_1, \tag{19}$$

где $\rho = 2q$.

Эти формулы, описывающие идеальный газ, состоящий из противоположно заряженных частиц, в дальнейшем для краткости условимся называть формулами зарядовой статистики.

3. Анализ формул зарядовой статистики

Безразмерный параметр ρ, входящий в формулы (17) и (18), имеет простой физический смысл. Из выражения (16) можно видеть, что ρ с точностью до множителя, близкого к единице, совпадает со средним числом частиц ультрарелятивистского идеального газа, обладающего $2b$ внутренними степенями свободы, вычисленным по правилам обычной квантовой статистики систем с переменным числом частиц. Поэтому ρ является параметром, удобным для сравнения формул (17) и (18) зарядовой статистики с соответствующими формулами (16) обычной квантовой статистики.

Приведем формулы (17) и (18) к более наглядному виду, используя известное из теории бесселевых функций соотношение

$$\rho I_\nu'(\rho) - \nu I_\nu(\rho) = \rho I_{\nu+1}(\rho). \tag{20}$$

Окончательные формулы получат следующий вид:

$$\overline{n}_1(\varepsilon) = 2e^{-(\varepsilon-\beta)/\theta}, \tag{21}$$

$$\overline{N}_1 = \nu + \overline{N}_d, \tag{22}$$

где

$$\beta = \theta \ln \frac{\overline{N}_1}{\rho},$$

$$\overline{N}_d = \rho\lambda_\nu(\rho),$$

$$\lambda_\nu(\rho) = \frac{I_{\nu+1}(\rho)}{I_\nu(\rho)}.$$

Величина $\lambda_\nu(\rho)$ выражает отношение числа образующихся частиц, подсчитанного по зарядовой статистике, к числу этих частиц, подсчитанному по обычной статистике, и может быть аппроксимирована с достаточной степенью точности (особенно точно в области малых ρ) посредством выражения

$$\lambda_\nu(\rho) = \frac{I_{\nu+1}(\rho)}{I_\nu(\rho)} \approx 1 - e^{-\rho/2(\nu+1)}. \tag{23}$$

Формула (23) в сущности определяет степень отклонения зарядовой статистики от обычной квантовой статистики для системы с полным за-

рядом ν при определенной температуре θ, т. е. границы применимости зарядовой статистики. Из (23) сразу видно, что формулы зарядовой статистики заметно отличаются от формул обычной статистики в области, где

$$\frac{\rho}{\nu+1} \sim 1.$$

Формулы (21), (22) позволяют сделать следующие выводы.

1. Учет закона сохранения заряда приводит к появлению в формуле (21) для средних чисел заполнения некоторого эффективного потенциала β. При $\rho \gg \nu$ β обращается в нуль, что соответствует переходу к обычной статистике систем с переменным числом частиц. Напротив, если $\rho \ll \nu$, β переходит в химический потенциал системы с постоянным числом частиц, равным ν. Зарядовая статистика переходит в обычную статистику систем с постоянным числом частиц.

2. Полное число заряженных частиц $\overline{N}_1$ складывается из двух частей: из минимального для данной системы числа частиц ν, равного начальному числу заряженных частиц, и из среднего числа частиц, образованных в виде пар $\overline{N}_d = \rho\lambda_\nu(\rho)$.

Из (23) следует, что число пар, образующихся при заданной температуре (т. е. при заданном ρ), резко убывает с увеличением заряда ν; иначе говоря, заряд как бы играет роль «антикатализатора» в процессе образования пар. При $\rho \gg \nu$ $\overline{N}_d = \rho$, что совпадает с результатом теории излучения абсолютно черного тела; при достаточно больших ν (так что $\nu \gg \rho$) частицы практически не образуются и среднее число частиц остается постоянным и равным ν.

Особый интерес представляет случай $\nu = 0$. Из (23) нетрудно видеть, что отличие зарядовой статистики от обычной сохраняется и в этом случае, особенно в области не слишком высоких температур $(\rho \ll 1)$, когда

$$\lambda_0(\rho) = 1 - e^{-\rho/2} \approx \rho/2. \qquad (24)$$

Вообще, в области релятивистских не слишком высоких температур $(\theta \sim mc^2)$ среднее число образующихся пар пропорционально ρ^2, в то время как среднее число образующихся нейтральных частиц пропорционально ρ. Как следует из (16) и (19), это приводит к различным зависимостям средней энергии излучения от температуры для нейтрального газа $(\overline{E}_0 \sim \theta^4)$ и для газа заряженных частиц $(\overline{E}_1 \sim \theta^7)$.

4. Некоторые приложения к теории множественного образования мезонов и нуклон — антинуклонных пар по Ферми

Согласно гипотезе Ферми [1] в результате столкновений нуклон — нуклон в некотором малом объеме образуются π-мезоны и нуклон — антинуклонные пары, среднее число которых подсчитывается по формулам, справедливым для термодинамически равновесных систем. При этом, однако, применяются формулы обычной квантовой статистики, а не формулы зарядовой статистики, которые, как нами выяснено выше, дают существенно отличные результаты в случаях невысокой кратности образования частиц. Поскольку при очень больших энергиях, когда ν мало по сравнению с числом образующихся частиц, формулы зарядовой статистики совпадают с формулами обычной статистики, постольку для этой области энергий применение зарядовой статистики в рамках гипотезы Ферми не может привести к новым результатам. Существенно новые результаты даст применение зарядовой статистики в области меньших энергий, когда среднее число образующихся частиц сравнимо с величиной ν, т. е. с числом первичных заряженных частиц. В настоящей

работе зарядовая статистика применяется к тем реакциям, которые протекают без перезарядки первичных нуклонов и в которых заряженные мезоны могут образовываться только парами.

При подсчете среднего числа заряженных π-мезонов в теории Ферми применяются те же формулы, что и при подсчете числа нейтральных π-мезонов. Однако заряженные π-мезоны в отличие от нейтральных подчиняются зарядовой статистике, и поэтому для подсчета среднего числа частиц необходимо пользоваться формулами (22) и (23), а не обычными формулами для излучения абсолютно черного тела (16), применимыми лишь для газа нейтральных частиц.

Формулы (16), (22) и (23) сразу дают отношение числа нейтральных π-мезонов к числу заряженных π-мезонов (при $\nu = 0$). Именно,

$$\alpha = \frac{\overline{N_0}}{\overline{N_d}} = \frac{1}{2\,(1 - e^{-\rho/2})}. \tag{25}$$

Последнее отношение совпадает с отношением, получаемым по Ферми, только при очень больших ρ. По мере убывания кратности процесса, т. е. для меньших значений ρ, α возрастает. Далее, поскольку образование мезонов происходит в основном в реакциях без перезарядки, полученный результат находится в согласии с экспериментальными данными [3, 4].

Для подсчета числа нуклон — антинуклонных пар, образующихся в процессе соударения нуклон — нуклон, в силу закона сохранения ядерного заряда [5] также необходимо пользоваться формулами зарядовой статистики. Так, например, при столкновении двух нуклонов ($\nu = 2$) число образующихся нуклон — антинуклонных пар должно подсчитываться по формуле

$$\overline{N_d} = \rho\,(1 - e^{-\rho/6}), \tag{26}$$

а не по формуле $\overline{N_d} = \rho$, принимаемой в [1]. Формула (26) дает гораздо меньшее число нуклон — антинуклонных пар, чем формула излучения абсолютно черного тела. Это число становится еще меньше, если гипотезу Ферми применить к столкновениям нуклонов с ядрами и считать, что выделяющаяся энергия перераспределяется между несколькими нуклонами ядра. Если не учитывать образования частиц в последующих соударениях нуклон — нуклон и мезон — нуклон, то число нуклон — антинуклонных пар определится формулой

$$\overline{N_d} = \rho\,[1 - e^{-\rho/2\,(A+2)}], \tag{27}$$

где A — число нуклонов ядра, участвующих в столкновении.

Если $A \gg 1$, то отношение числа нуклон — антинуклонных пар к числу мезонов можно выразить формулой

$$\delta = \frac{8}{3}\,[1 - e^{-\rho/2\,(A+2)}], \tag{28}$$

где ρ взято для газа нуклонов и антинуклонов ($b = 4$, т. е. учтены поляризационные состояния и нейтронов, и протонов). При высоких энергиях и небольших A это отношение, как и следовало ожидать, переходит в фермиевское

$$\delta = \frac{8}{3},$$

однако при не слишком высоких энергиях и больших A оно значительно меньше.

В заключение установим зависимость среднего числа $\overline{N_1}$ заряженных мезонов, образуемых в процессе нуклон — нуклонного столкновения без перезарядки, от первичной энергии. Обозначим через γ полную энергию

первичного нуклона в системе центра инерции, выраженную в единицах энергии покоя нуклона, через $\gamma_0 = 2\gamma^2 - 1$ ту же энергию в лабораторной системе, а через γ_k энергию, приходящуюся на нуклон в системе центра инерции и соответствующую порогу образования мезонов. Для зарядовой статистики представляет интерес область средних энергий, когда $\gamma_0 < 10$ и соответственно $\gamma < 2{,}4$. В этом случае вероятность образования нуклон — антинуклонных пар ничтожна, и мы ее учитывать не будем.

Воспользовавшись формулами (16) и (21) — (23) при $\gamma = 0$ и полагая в них

$$E = \overline{E}_0 + \overline{E}_1 = 2(\gamma - \gamma_k)$$

и

$$\theta = 0{,}1\, \gamma^{1/3} \rho^{1/3}$$

(см. также (15) и (19)) получим

$$\rho^{4/3}\left[\lambda_0(\rho) + \frac{1}{2}\right] = 6{,}7\, \frac{\gamma - \gamma_k}{\gamma^{1/3}} \tag{29}$$

и

$$\overline{N}_1 = \rho\lambda_0(\rho). \tag{30}$$

Исключая ρ путем совместного решения (29) и (30) графическим методом, получим зависимость среднего числа заряженных мезонов от первичной энергии. В рассматриваемой области энергий эту зависимость можно представить в виде

$$\overline{N}_1 = k(\gamma - \gamma_k), \tag{31}$$

где $k \approx 2{,}67$, т. е. среднее число заряженных мезонов линейно зависит от первичной энергии, что согласуется с экспериментом (см., например, [6]).

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Ферми Е., Элементарные частицы. — ИЛ, М., 1953.
2. Леонтович М. А., Статистическая физика.— ГТТИ, М.—Л., 1944.
3. Carlson A. G., Hooper J. E., King D. T., Phil. Mag., 41, 701 (1950).
4. Camerini U., Fowler P. H., Lock W. O., Muirhead H., Phil. Mag., 41, 413 (1950).
5. Wigner E. P., Proc. Nat. Acad. Sci., 38, 449 (1952).
6. «Физика космических лучей», под ред. Вильсона, т. I, стр. 17.— ИЛ, М., 1954.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

И. П. ИВАНЕНКО

КАСКАДНЫЕ КРИВЫЕ ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ В ЛЕГКИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

Уравнения электромагнитной каскадной теории обычно решают методом функциональных преобразований (преобразование Лапласа — Меллина по энергии E и преобразование Лапласа по глубине t *). Этот метод применим потому, что используемые в теории асимптотические выражения для сечений процессов образования пар и радиационного торможения являются однородными функциями энергии. Однако этот метод не может быть применен в случаях:

1) когда энергия первичных частиц E_0 близка к критической энергии β,

2) при рассмотрении каскадных процессов в тяжелых элементах, так как: а) суммарный коэффициент поглощения фотонов $\sigma(E)$ сильно меняется с энергией (например, для свинца он меняется от значения 0,773 для больших энергий до 0,25 для критической энергии, т. е. больше чем в три раза) и б) велико рассеяние ливневых частиц. Известно, что в районе максимума лавины около 80% частиц обладают энергией меньше критической. Например, для свинца $\beta=6{,}4$ MeV; для частиц такой энергии средний квадрат угла многократного рассеяния

$$\overline{\vartheta}^2 = \left(\frac{E_к}{E}\right)^2 \gg 1,$$

где $E_к = 21$ MeV.

В ряде работ делались попытки преодолеть указанные трудности.

В [1] был развит сложный и громоздкий метод последовательных приближений для учета отклонения коэффициента поглощения фотонов от асимптотического значения. Однако метод [1] применим только в случае небольших отклонений этого коэффициента, т. е. только для легких элементов и при условии $\ln\frac{E_0}{\beta} > 1$.

В [2] решили основные уравнения теории, приближенно учитывая зависимость коэффициента поглощения фотонов от энергии. Метод решения сложен, однако полученные кривые не удовлетворительны, так как площадь под ними не равна E_0/β. Кроме того, энергетические спектры электронов в максимуме лавины для воздуха и свинца отличаются друг от друга и значительно отличаются от равновесного спектра **.

В [3] приводится приближенная формула для $N(E_0, E, t)$ — числа частиц с энергией больше E на глубине t, образованных первичной частицей энергии E_0 при условии, что $\ln\frac{E_0}{\beta} > 1$. Приведенные в [3] кривые для воздуха больше чем на 30% отличаются от точных кривых Снейдера и дают неправильное число частиц в максимуме лавины для легких и тяжелых элементов, а также неправильные энергетические спектры частиц. Кроме того, они не учитывают рассеяния лавинных электронов.

* Глубина t измеряется в лавинных единицах длины.

** В каскадной теории доказывается, что в районе максимума лавины энергетический спектр электронов близок к «равновесному» спектру при любой зависимости коэффициента поглощения фотонов $\sigma(E)$ от E.

В [4] для отдельных частных случаев методом случайных испытаний на специальной машине были вычислены каскадные кривые для свинца. Однако в этой работе неправильно учитывалось рассеяние лавинных электронов и непоследовательно рассчитывалось число электронов, создаваемых фотонами с энергией меньше 10 MeV.

К решению основных уравнений теории можно подойти иначе, а именно, определять функцию $N(E_0,0,t)$ по ее моментам $t^n(E_0, 0)$:

$$\overline{t^n}(E_0,0)=\int_0^\infty N(E_0,0,t)\,t^n\,dt\Big/\int_0^\infty N(E_0,0,t)\,dt. \qquad (1)$$

Зная все моменты $\overline{t^n}$, в принципе можно найти и самую функцию.

С. З. Беленький [5] получил рекурентную формулу, позволяющую последовательно вычислить все моменты с учетом зависимости коэффициента поглощения фотонов от энергии и рассеяния ливневых электронов

$$[\overline{t_p^n}(E_0,0)]_p = \frac{n}{E_0}\int_0^{E_0}\{P_{p,0,n}(E_0,E)\,[\overline{t_p^{n-1}}(E,0)]_p +$$

$$+\Gamma_{p,0,n}(E_0,E)\,[\overline{t_p^{n-1}}(E,0)]_\Gamma\}\,EdE, \qquad (2)$$

где

$$P_{p,0,n}(E_0,E)=\int_0^\infty\int_{(\omega)} P_p(t,E_0,E,\vartheta)\cos^n\vartheta\,d\omega\,dt,$$

а $P_p(t, E_0, E, \vartheta)$ — число электронов в энергетическом интервале E, $E+$ $+dE$ на глубине t, $t+dt$, идущих в телесном угле ϑ, $\vartheta+d\vartheta$, образованных первичным электроном энергии E_0; функции распределения фотонов обозначаются через Г. Таким образом, для нахождения моментов $\overline{t^n}$ нужно знать «равновесные» проинтегрированные по глубине спектры электронов $P_{p,0,0}(E_0, E)$ и фотонов $\Gamma_{p,0,0}$ (E_0, E), аналитические выражения для которых впервые были найдены И. Е. Таммом и С. З. Беленьким [6] в результате приближенного решения проинтегрированных по глубине основных уравнений теории. Математические приближения, сделанные при решении уравнений, можно оценить методом последовательных приближений, развитым в [7]. Поправка к решению Тамма и Беленького не превосходит 4,5%.

Ошибку, вносимую в «равновесный» спектр неточностью исходных предположений (т. е. тем, что в уравнениях используются асимптотические выражения для сечений процессов образования пар и радиационного торможения, приближенно учитывается комптон-эффект и делается пренебрежение электронами отдачи большой энергии), можно оценить только при сравнении полученных в этом случае результатов с результатами расчетов, свободных от этих упрощающих предположений.

Росси и Клапман в [8] интегрировали усредненные по глубине уравнения численными методами, точно учитывая все процессы взаимодействия излучения с веществом (воздух), и получили $N_p(E_0, E)$ для фиксированной величины $E = 10^7$ eV как функцию E_0 (при $E_0 \geqslant 10^7$ eV). Спектр Тамма и Беленького не более чем на 4% отличается от спектра, рассчитанного в [8]. Таким образом, можно считать, что для $E \geqslant 10^7$ eV в легких веществах «равновесный» спектр отличается от точного не более чем на 4%.

При расчете каскадных кривых в тяжелых веществах, учитывая рассеяние, обычно пренебрегают обратным током частиц через границу вещества при $t = 0$. В работе [9] показано, что число электронов, идущих обратно через границу вещества, невелико (примерно 5 % от интенсив-

ности падающего пучка) и, следовательно, обратным током можно пренебречь. Поэтому можно считать, что «равновесный» спектр с учетом рассеяния (тяжелые элементы) отличается от точного также не более чем на 4 %.

Таким образом, пользуясь формулой (2), можно достаточно точно, в принципе, вычислить все моменты $\overline{t^n}$. Однако практически удается вычислить лишь первые два-три момента.

Впервые вычисление каскадных кривых по значениям их первых двух моментов было проведено Г. Т. Зацепиным [10]. Аппроксимационная формула для каскадной кривой, используемая в [10], справедлива при условии $\ln \frac{E_0}{\beta} > 1$ и для $t > \overline{t}_{max}$. Для нахождения каскадной кривой необходимо решать систему трех трансцендентных уравнений, что сильно затрудняет вычисления. Если использовать при построении кривой ее третий момент, то в методе [10] нужно подбирать уже другой вид аппроксимационной зависимости. Можно предложить метод построения каскадных кривых с использованием системы полиномов, ортогональных на промежутке $(0, \infty)$. Аппроксимируем каскадные кривые при помощи суммы полиномов Лагерра:

$$N(t, E_0, 0) = (\gamma t)^i e^{-\gamma t} \sum_{n=0}^{k} A_n L_n^i(\gamma t). \tag{3}$$

Коэффициенты A_n определяются из условия ортогональности $L_n^i(x)$ полиномов $L_n^i(x)$ следующим равенством:

$$A_n = \frac{\gamma n!}{\Gamma(n+i+1)} \int_0^\infty N(E_0, 0, t) L_n^i(\gamma t)\, dt. \tag{4}$$

Коэффициенты A_n просто связаны с моментами кривой. Например, при $i = 1$

$$A_0 = \gamma \frac{E_0}{\beta}, \quad A_1 = \frac{\gamma}{2} \cdot \frac{E_0}{\beta} [2 - \gamma \overline{t}(E_0, 0)],$$

$$A_2 = \frac{\gamma}{3} \cdot \frac{E_0}{\beta} \left[3 - 3\gamma \overline{t}(E_0, 0) + \frac{\gamma^2}{2} \overline{t^2}(E_0, 0)\right] \text{ и т. д.} \tag{5}$$

Коэффициент γ полагаем равным коэффициенту поглощения наиболее проникающей части излучения — фотонов.

Было выяснено, что полиномы $L_n^0(x)$ и $L_n^1(x)$ позволяют наиболее точно вычислять каскадные кривые по минимальному числу моментов: для $\ln \frac{E_0}{\beta} > 1$ аппроксимированные кривые отличаются от точных меньше чем на 5%. Кривые, построенные по двум моментам (в (3) $k = 2$), отличаются от кривых, построенных по трем моментам, на 10—15%. При $0{,}1 < \frac{E_0}{\beta} < 5$ для легких элементов были вычислены первые три момента для первичных электронов и фотонов. Для свинца были вычислены (с учетом зависимости коэффициента поглощения фотонов от энергии, рассеяния и ионизационных потерь) первые два момента при $0{,}5 < \frac{E_0}{\beta} < 60$, то же для первичных электронов и фотонов. Каскадные кривые для первичного фотона аппроксимировались при помощи суммы (3) полиномов $L_n^1(x)$. Каскадные кривые для первичного электрона аппроксимировались при помощи суммы полиномов $L_n^0(x)$.

Формула (3) не точно удовлетворяет граничному условию

$$N(t, 0, E_0)|_{t=0} = 1. \tag{6}$$

Так как нам нужно вычислить каскадные кривые для энергий

$\frac{E_0}{\beta} \sim 1$, где число частиц в максимуме лавины близко к единице, важно, чтобы аппроксимационная кривая точно удовлетворяла граничному условию (6). Аппроксимируем каскадные кривые для первичного электрона выражением

$$[N_p(E_0,\ 0,\ t)]_p = e^{-\gamma t}\left[\sum_{n=0}^{k} A_n L_n^0(\gamma t) + C L_{k+1}^0(\gamma t)\right]. \quad (7)$$

Постоянную C находим из условия (6).

По известным моментам для первичных электрона и фотона, вычисленным с учетом рассеяния и ионизационных потерь, можно вычислить моменты для первичных частиц произвольным спектром

$$[\overline{t_p^n}(E_0, 0)]_{\Phi(E_0,E)\Gamma} = \quad (8)$$

$$= \int_0^{E_0} \Phi_\Gamma(E_0,\ E)\, [\overline{t_p^n}(E,\ 0)]_\Gamma \int_0^{E} P_{\Gamma,0,0}(E,\ E')\ dE' dE \Bigg/ \int_0^{E_0} P_{\Phi\Gamma 0,0}(E_0, E)\, dE.$$

Численные расчеты проводились для спектра первичных фотонов $\Phi_\Gamma(E_0, E)$ вида

$$\Phi_\Gamma(E_0,\ E) = \begin{cases} 1/E & \text{для } E < 330\,\text{MeV}, \\ 0 & \text{для } E > 330\ \text{MeV}. \end{cases} \quad (9)$$

Соответствующие величины $\{\overline{t_p^n}(E_0, 0)\}_{\Phi\Gamma(E_0,E)}$ определялись из опытных данных [9]. Результаты вычислений дали следующие значения:

$\bar{t}$ теор	$\bar{t}$ эксп	$\overline{t^2}$ теор	$\overline{t^2}$ эксп
$5{,}89 \pm 0{,}12$	$5{,}9 \pm 0{,}2$	$53{,}4 \pm 2$	55 ± 4

Средние теоретические и экспериментальные значения $\bar{t}$ различаются между собой на 1,0%, значения $\overline{t^2}$ — на 4,0% (однако различие лежит в пределах ошибок опыта и расчета), в то время как в том случае, когда рассеяние не учитывается, $\bar{t}_{\text{теор}}$ при $\sigma = \sigma_0$ меньше $\bar{t}_{\text{эксп}}$ на 33%, при $\sigma = \sigma(E)$ $\bar{t}_{\text{теор}}$ больше $\bar{t}_{\text{эксп}}$ примерно на 10%.

Таким образом, каскадная теория для тяжелых элементов при возможно более точном учете рассеяния удовлетворительно согласуется с экспериментом.

По известным моментам на основании формул (3) и (7) нами построены каскадные кривые. Каскадные кривые для первичных фотонов в углероде и свинце усреднялись по спектру (9). В работе [9] были получены экспериментальные каскадные кривые для фотонов со спектром (9) в углероде и свинце. На рис. 1 дано для углерода сравнение результатов расчета с экспериментальными данными. Кривая *1* взята из [9], кривая *2* получена в результате расчета. Точка нормировки $t = 0{,}1$. До $t = 2$ кривые отличаются друг от друга не более чем на 5%, при больших t

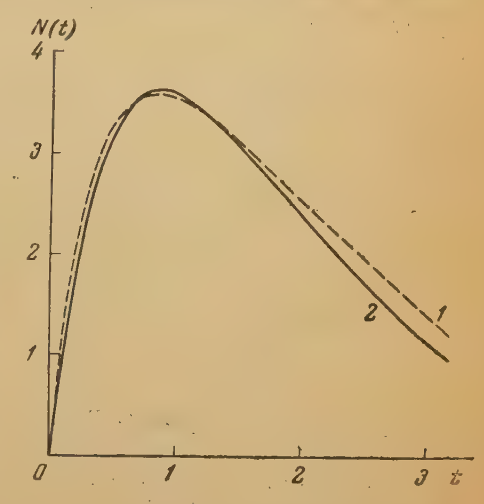


Рис. 1. Сравнение вычисленной каскадной кривой с данными эксперимента: *1* — экспериментальная кривая [9], полученная для фотонов со спектром $1/E$ в углероде, *2* — кривая, полученная усреднением (3) по спектру фотонов (9)

различие достигает 20 %. Его можно объяснить тем, что при расчете коэффициент γ полагался равным асимптотическому значению коэффициента поглощения фотонов ($\gamma = 0{,}773$), тогда как в рассматриваемой энергетической области коэффициент поглощения фотонов примерно на 10—15 % меньше, что приводит к большей проникающей способности лавины.

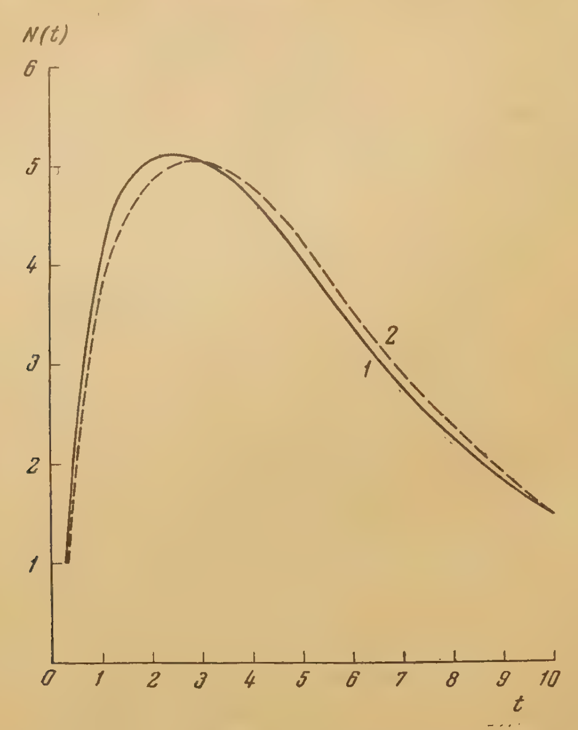


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для свинца

На рис 2 приведены аналогичные данные для свинца. Кривая *2* получена в результате расчета, кривая *1* взята из [9]. Точка нормировки $t = 0{,}5$. На всем протяжении кривые отличаются друг от друга меньше чем на 5 %, что лежит в пределах точности расчета и экспериментальных данных.

Таким образом, при помощи метода моментов только по двум первым моментам можно построить каскадные кривые в легких и тяжелых элементах для первичных частиц в диапазоне энергий $E_0 = 0{,}1 \div 100\,\beta$ и больше с ошибкой, не превосходящей 5—10 %.

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Bernstein I. B., Phys. Rev., 80, 995 (1950).
2. Dallaporta N., Clementel E., Nuovo Cim., 3, 235 (1946); Dallaporta N., Polani G., Nuovo Cim., 4, 1 (1947); Clementel E., Fabbrichesi L., Nuovo Cim., 5, 78 (1948).
3. Heisenberg W., Kosmische Strahlung. — Springer, Berlin, 1953.
4. Wilson R., Phys. Rev., 86, 261 (1952).
5. Беленький С. З., Максимов Б. И., ЖЭТФ, 22, 102 (1952).
6. Тамм И. Е. и Беленький С. З., J. Phys. USSR, 1, 177 (1939).
7. Росси Б., Частицы больших энергий. — ГИТТЛ, М.—Л., 1955.
8. Rossi B., Klapman S. J., Phys. Rev., 61, 414 (1942).
9. Blocker W., Kenney R. W., Panofsky W. K. H., Phys. Rev., 79 414 (1950).
10. Зацепин Г. Т., ДАН СССР, 63, 243 (1948).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

В. В. ЧАВЧАНИДЗЕ

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА СЛУЧАЙНЫХ ИСПЫТАНИЙ К РАСЧЕТУ ВНУТРИЯДЕРНОГО КАСКАДА

Метод случайных испытаний является новым, сравнительно мало распространенным методом расчета сложных статистических явлений. В зарубежной литературе этот метод известен под названием метода Монте-Карло.

Впервые идея метода в ее простейшей форме была предложена математиками Уламом и Нейманом [1].

Метод был применен для расчета внутриядерного каскада в работах Гольдбергера [2], а также Бернардини, Буса и Линденбаума [3]. Эти авторы рассмотрели тот случай, когда создающая «звезду» частица имеет сравнительно малую энергию. Вильсон [4] рассчитал электронно-фотонный каскад в слоях свинца различной толщины. Пуви, де-Саббата, Манарези [5] методом случайных испытаний изучали механизм поглощения π-мезонов ядрами. Во всех упомянутых работах было показано, что метод дает весьма хорошие результаты.

Метод случайных испытаний, применяемый к задачам стохастического характера, может быть применен к расчету стохастических явлений любой сложности. При пользовании этим методом необходимо знать вероятности тех элементарных процессов, цепочка которых образует интересующее нас явление. Процесс применения метода к решению какой-либо стохастической задачи представляет собой последовательное теоретическое воспроизведение явления в условиях, почти подобных естественным.

Сущность метода случайных испытаний заключается в следующем. Сложный стохастический процесс рассматривается как последовательность конечного числа элементарных стохастических процессов. Считая, что для элементарных процессов известны вероятностные законы распределения, ожидаемые результаты испытаний разбивают на группы равной вероятности. Тогда в качестве осуществленного результата испытаний наугад берут результат, относящийся к одной из этих групп. Этот результат считают исходным для подбора «случайного» результата элементарного акта при его вторичном воспроизведении и т. д. Таким образом, шаг за шагом стохастическую неопределенность ожидаемого результата будущего испытания заменяют конкретным численным результатом испытания, выбирая наугад («разыгрывая») одно из равновероятных событий. Дойдя до n-го акта, описывающего конечное состояние интересующего нас явления, начинают все сначала, вводя в процесс новый объект (например, нóвую частицу). «Запустив» таким образом 100—200 частиц, получают некое распределение объектов в конечном состоянии. В принципе, если бы абсолютно точно были известны законы элементарных актов, результаты, получаемые методом случайных испытаний, были бы подобны данным, полученным экспериментальным путем. В этом смысле метод случайных испытаний можно именовать «теоретическим экспериментом» [6, 7].

Методом случайных испытаний (М. С. И.) можно решать задачи следующего типа: 1) расчет многократного и кратного рассеяния заряженных

частиц в веществе, 2) расчет энергетических потерь частиц в веществе, 3) расчет электронно-фотонного каскада, 4) расчет внеядерного каскада, 5) расчет внутриядерного каскада: а) сопровождаемого образованием π-мезонов и б) не сопровождаемого образованием π-мезонов; а также многие другие статистические задачи, встречающиеся в практике современной физики.

Ясно, что задачи, решаемые М. С. И., можно решать и иными стохастическими методами, сводящимися в основном к аналитическим способам определения функции распределения конечных состояний, но тут часто встречаются непреодолимые математические трудности, которые заставляют иной раз вообще отказываться от решения сложных стохастических задач.

В качестве преимуществ М. С. И. перед другими методами назовем следующие.

1. В то время как для других стохастических методов (метода дифференциальных уравнений, метода интегральных уравнений, метода характеристических функций, метода моментов, методов математической статистики, метода Маркова и др.) требуется аналитическое задание вида априорных вероятностей, дифференциальных сечений элементарных процессов, для М. С. И. достаточно графического задания этих величин, т. е. достаточно знания экспериментальных дифференциальных или интегральных сечений элементарных процессов. Это означает, что М. С. И. можно применить для расчета сложного цепного стохастического процесса сразу по получении экспериментальных значений сечений элементарных актов, не ожидая создания теории этих элементарных актов и не пользуясь упрощенными выражениями для дифференциального сечения.

2. В сущности ни один из известных математических методов не может эффективно решить задачу о вероятностном законе распределения конечных состояний процессов, если вероятностный результат последующего испытания стохастически связан с результатами предыдущих испытаний. Такого рода задачи совершенно просто решаются М. С. И.

3. М. С. И. имеет необычайную наглядность. Любой сложный комплекс статистически связанных явлений сводится к цепочке элементарных явлений.

4. После предварительной подготовки кривых и разработки схемы расчета явления расчет может производиться работниками сравнительно невысокой квалификации.

5. Метод довольно просто позволяет определять влияние ошибок в исходных параметрах на конечное распределение.

6. Метод позволяет «воспроизводить» явление с той статистикой, какая нам необходима. Это обстоятельство позволяет «воспроизвести» явление с флюктуациями, характерными для реального случая. Если число «разыгрываний» процесса неограниченно возрастает, то полученные кривые совпадают с истинными кривыми распределения конечных состояний процесса.

У нас на кафедре проводилась работа по освоению и усовершенствованию М. С. И. [6—8] *.

Содержание метода в его первоначальной форме заключается в следующем: представим себе, что у нас какой-либо процесс задается дифференциальным спектром $f(x)\,dx$, дающим вероятность того, что величина x будет находиться в интервале $(x, x+dx)$. Например, пусть $f(\varepsilon)\,d\varepsilon$ — величина потери энергии в единичном акте столкновения (скажем, величина энергии, излученная в виде γ-кванта). В этом случае значение $f(\varepsilon')$ изображает «плотность» потери энергии вблизи ε'.

* В разработке М. С. И. принимали непосредственное участие студенты-дипломники физического факультета Тбилисского гос. университета им. И. В. Сталина: А. М. Морозов, В. А. Кумсишвили, Ю. А. Шуандер, Р. Л. Схиртладзе, О. Я. Гельман, А. В. Тагвиашвили, Л. А. Саркисиян, Н. И. Гелашвили.

Теперь представим себе, что мы взяли круг, на котором отложили дуги, пропорциональные вероятности того, что потеря равна 1 eV, 2 eV, 3 eV и т. д. Пусть дуга $0 \div 1$ eV по величине пропорциональна значению $f(\varepsilon)$ в точке 1 eV. Следующую дугу ($1 \div 2$ eV) мы возьмем пропорциональной значению $f(\varepsilon)$ в точке 2 eV и т. д. Таким образом, деления расположатся неравномерно, и частота нахождения тех или иных делений вдоль дуг равной длины будет воспроизводить вероятностный закон $f(\varepsilon)$ для величины ε.

Наклеим наш круг на некоторый диск, способный свободно вращаться при включении мотора и останавливаться при включении специального тормозящего механизма (который должен останавливать диск под действием сил трения).

Приведем во вращение этот диск и затем неожиданно остановим его включением тормозящего механизма. Тогда неподвижная стрелка укажет на один из интервалов потерь энергии (ε_i, ε_{i+1}) с вероятностью, пропорциональной длине той дуги, которую занимает на окружности данный интервал потерь. Действительно, любой сектор круга будет останавливаться напротив стрелки с равной вероятностью, но так как наименования секторов распределены неравномерно, то те или иные именованные интервалы будут выпадать с вероятностями, пропорциональными соответствующей ординате дифференциальной кривой распределения.

Рассмотрим теперь случай, когда вероятность выпадения некоторой стохастической величины x зависит от некоторого параметра α. Возьмем для примера процесс ионизационного торможения заряженной частицы в веществе. В таком случае вероятность потери энергии задается выражением

$$f(\varepsilon, v_0)\, d\varepsilon = \frac{A\, d\varepsilon}{v_0^2 \varepsilon^2}, \tag{1}$$

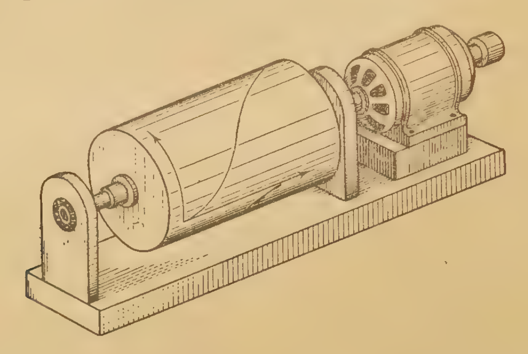
где A — постоянная нормировки, v_0 — скорость частицы до столкновения, ε — величина потери энергии. Пусть v_0 нам известна, тогда кривую $f(\varepsilon, v_0)$ мы можем нанести на круг. Если «разыграем» на круге процесс потери энергии (т. е. проведем операцию вращения круга с последующей случайной остановкой), то получим конкретное «осуществленное» значение величины потери, например ε' (ε' — конкретное число). Если ε' велико, то потеря энергии может сказаться на величине скорости частицы и тогда перед вторым «розыгрышем» надо будет учесть, что в выражении (1) изменилось значение параметра v_0. Это практически означает, что надо на том же круге нанести новые перераспределенные деления. После такой подготовки можно «разыграть» потерю энергии при втором столкновении и т. д. Ясно, что операции нанесения на круг все новых и новых делений весьма трудоемки и затруднительны.

Необходимо так видоизменить метод, чтобы не приходилось пользоваться кругом, на котором после каждого розыгрыша надо менять подразделения на интервалы [4]. Этого можно достичь следующим способом.

На прямоугольный лист картона вдоль краев нанесем координатные оси x и $F(x, \alpha) = \int\limits_0^x f(x', \alpha)\, dx'$, где α — параметр. Например, в случае ионизационных потерь $F(\varepsilon, v_0) = \int\limits_0^\varepsilon f(\varepsilon', v_0)\, d\varepsilon'$, где $F(\varepsilon, v_0)$ — вероятность того, что потеря энергии примет значения от 0 до ε при значении параметра v_0. При $\varepsilon = \infty$ имеем $F(\infty, v_0) = 1$. Ясно, что кривая $F(\varepsilon, v_0)$ будет монотонной кривой, любые две кривые $F(\varepsilon, v_0)$ и $F(\varepsilon, v_0')$ не будут пересекаться. Зная заранее интервал изменения параметра v_0, можно на нашем чертеже нанести кривые $F(\varepsilon, v_0)$, $F(\varepsilon, v_0')$, $F(\varepsilon, v_0'')$, ...,

$\ldots, F(\varepsilon, v_0^n)$, где число кривых семейства определяется требуемой точностью расчета. Ни одна кривая этого семейства не пересечет другую кривую того же семейства. Таким образом, при помощи указанного семейства интегральных кривых можно будет вести «розыгрыш» значений ε во всем интервале значений ε и v_0.

Теперь представим себе, что этот чертеж свернут в цилиндр вокруг оси, параллельной оси ε. Наденем его на некоторый свободно вращающийся цилиндр, имеющий устройство для торможения и неподвижную в пространстве стрелку (см. рисунок). Представим себе, что цилиндр



Простейшая модель машины случайных испытаний

приведен во вращение, а затем быстро остановлен. Очевидно, стрелка с равной вероятностью может остановиться против любого участка оси ординат, а это позволит отыскать соответствующее ε. Можно легко показать, что «розыгрыш» дифференциальной кривой распределения $f(\varepsilon, v_0)$, нанесенной на круге, и «розыгрыш» интегральной кривой распределения, нанесенной на цилиндре, эквивалентны [6—8]. Правильность работы машины удобнее всего проверить при помощи критерия Колмогорова (см. [9]).

При помощи машин случайных испытаний группой дипломантов * были получены таблицы случайных чисел [6—8]. Позже при статистических расчетах мы стали пользоваться таблицами случайных чисел, опубликованными в 1936 г. М. Кадыровым [10]. Оказалось, что некоторые страницы таблиц Кадырова не удовлетворяют критерию Колмогорова. В связи с этим пришлось некоторые страницы таблиц исправить. Исправление таблиц было проведено нами методом случайных испытаний (мы выбрасывали цифры по закону случая, зная излишек чисел больших 0,5 по сравнению с числами меньшими 0,5).

Имея таблицы случайных чисел (Т. С. Ч.), можно вести любые стохастические расчеты методом случайных испытаний, пользуясь различными колонками таблиц. Единственное правило пользования Т. С. Ч. заключается в том, чтобы первая цифра из таблицы бралась наугад, последующие же должны браться вдоль колонки так, чтобы соблюдалось какое-то наперед заданное правило [6, 7]. Нарушение этого правила приведет к субъективно отобранным значениям случайных чисел.

Пользование Т. С. Ч. показало, что они совершенно заменяют собой машины случайных испытаний [6, 7]. Но для того чтобы это стало совершенно очевидным, надо показать, что «розыгрыш» всевозможных стохастических величин может производиться при помощи тех же Т. С. Ч.

Рассмотрим следующий типичный пример: позитрон высокой энергии движется в веществе. Позитрон может принять участие в следующих процессах: 1) процессе ионизационного столкновения с сечением σ_i, 2) процессе тормозного излучения с сечением σ_r, 3) процессе аннигиляции с сечением σ_a. Пусть нам известно, что какой-то из этих процессов

* Под руководством автора.

частицей произошел. Надо решить, какой же это конкретный процесс. Нам известны только априорные вероятности процессов

$$\tau_i = \frac{\sigma_i}{\sigma}, \quad \tau_r = \frac{\sigma_r}{\sigma}, \quad \tau_a = \frac{\sigma_a}{\sigma},$$

где $\sigma = \sigma_i + \sigma_r + \sigma_a$. С обычной точки зрения проще всего предположить, что из N_0 позитронов $\tau_i N_0$ испытают ионизационные столкновения, $\tau_r N_0$ — радиационное торможение и $\tau_a N_0$ — аннигиляцию. Но, как известно, в конкретных условиях проявляется закон случая и мы будем иметь дело с флюктуациями. Метод случайных испытаний как раз и позволяет воспроизвести естественные флюктуации явления. Действительно, построим кривую «розыгрыша рода процессов». По оси ординат нашего прямоугольного чертежа отложим значения τ_i и $\tau_i + \tau_r$ как функцию энергии позитрона. В таком случае, очевидно, что построенные кривые τ_i и $\tau_i + \tau_r$ разделят график на три области: ионизации, радиационного испускания и аннигиляции. Пусть, например, при энергии частицы $E_0 = 10$ MeV значения априорных вероятностей τ_i, τ_r и τ_a соответственно равны 0,212, 0,295, 0,193. Если случайное число при «розыгрыше род процесса» оказалось равным 0,412, то ясно, что «выпал» процесс радиационного испускания.

Так обстоит дело с «розыгрышем рода процессов», когда мы имеем дело с дискретными случайными величинами, зависящими от непрерывного параметра (в нашем примере E_0 — параметр). Поскольку ордината в данном случае меняется от 0 до 1, можно пользоваться Т. С. Ч. Легко видеть, что аналогичным образом можно «разыгрывать род атомов», с которыми испытывает столкновение частица, движущаяся в атмосфере, в фотоэмульсии и т. п.

Подобным же образом можно «разыгрывать» вероятности образования того или иного случайного числа частиц при столкновении нуклонов с нуклонами. До сих пор мы предполагали, что вызывающие реакцию частицы монохроматичны. Многие практические задачи требуют рассмотрения того случая, когда падающие частицы имеют определенный энергетический спектр. Покажем, что флюктуации в энергетическом распределении падающих частиц можно учесть методом случайных испытаний, если использовать экспериментальный или теоретический вид дифференциального энергетического спектра падающих частиц [6, 7].

Пусть дифференциальный энергетический спектр задан в виде

$$P(E)\,dE = \frac{A\,dE}{E^{\gamma}} \quad (E_a \leqslant E \leqslant E_b).$$

Тогда легко видеть, что функция

$$\tau(E)\,dE = \frac{(1-\gamma)\,E^{-\gamma}dE}{(E_b^{-\gamma+1} - E_a^{-\gamma+1})}$$

будет нормированной функцией, задающей плотность вероятности появления в потоке частицы с энергией в интервале $(E, E + dE)$. Дальше, как обычно, составляется интегральная функция распределения $T(E)\,dE = \int\limits_{E_a}^{E} \tau(E')\,dE'$ и «розыгрыш» энергии частицы происходит при помощи Т. С. Ч. Ясно, что процесс «розыгрыша» энергии «инициирующей» частицы должен предшествовать «розыгрышу» всех других характеристик изучаемого явления.

Итак, мы пришли к выводу, что М. С. И. совершенно не нуждается в использовании машин случайных испытаний. Наличие Т. С. Ч. делает машины С. И. совершенно излишними. Непонимание этого до сих пор мешало широкому распространению столь удобного и мощного метода расчета сложнейших статистических явлений.

Для пояснения особенностей метода приведем подробную схему расчета методом случайных испытаний внутриядерного каскада, не сопровождающегося образованием π-мезонов. Такой процесс будет типичным процессом цепного типа. Совершенно аналогично можно будет строить схему расчета таких цепных процессов, как внеядерный каскад, внутриядерный каскад, сопровождающийся образованием π-мезонов, электронно-ядерный каскад и др.

Типичная схема расчета методом случайных испытаний внутриядерного каскада, созданного нуклоном средних энергий (меньше 500 MeV), в случае принятия модели, использованной в работе [3], будет выглядеть так.

1. «Разыгрывается» энергия нуклона, сталкивающегося с ядром. Строится график $F_1\ (E)$, где

$$F_1(E) = \frac{\int\limits_{E_{min}}^{E} f_1(E')\,dE'}{\int\limits_{E_{min}}^{\infty} f_1(E')\,dE'};$$

$f_1(E)$ задает дифференциальный энергетический спектр падающих нуклонов (можно это сделать отдельно для нейтронов и отдельно для протонов, если их спектры различны). В результате «розыгрыша» получаем конкретное численное значение $E = E_0'$. После этого считаем, что сталкивающийся с ядром нуклон влетает в него с начальной энергией E_0'.

2. «Разыгрывается» параметр соударения нуклона с ядром при помощи графика $F_2\ (r)$, где

$$F_2(r) = \frac{r^2}{R^2}$$

(здесь R — радиус ядра, а r — параметр соударения). В результате «розыгрыша» получаем конкретное значение $r = r'$.

3. «Разыгрывается» азимутальный угол столкновения нуклона с ядром. Строится график $F_3\ (\varphi)$, где

$$F_3(\varphi) = \frac{\varphi}{2\pi}$$

(φ — азимутальный угол, отсчитываемый от фиксированной плоскости).

4. «Разыгрывается» пробег нуклона в неоднородном ядерном веществе до первого столкновения с нуклонами ядра. Строится график $F_4\ (y)$, где

$$F_4(y) = 1 - e^{-y},$$

а $y = \sigma \int\limits_0^x N(x')\,dx'$. Здесь $\sigma = \sum\limits_{i=1}^{p} \sigma_i$ есть сумма полных сечений всех процессов, которые могут произойти в результате столкновения падающего нуклона с нуклоном ядра при данной энергии нуклона $E = E_0'$; $N(x)$ — плотность нуклонов в ядерном веществе в точке x. При «розыгрыше» находим конкретное $y = y'$, по которому легко найти конкретное значение x, если построен график зависимости y от x. Этот график удобно пристраивать к графику «розыгрыша» y под осью абсцисс, причем ось x удобно направлять вниз. При таком построении по случайному числу на оси ординат непосредственно восстановим x. В случае, если ядро однородно, $y = \sigma N x = \frac{x}{l}$, где l — средний свободный пробег. Если «выпадет» такое случайное число y', что соответствующее ему значение $x > 2L_{r'} = 2\sqrt{R^2 - (r')^2}$, то это будет означать, что нуклон вылетел из ядра, не испытав столкновения. Удобство предлагае-

того приема заключается в том, что совершенно просто можно производить «розыгрыш» пробега нуклона, испытавшего предпоследнее столкновение внутри ядра.

Пусть предпоследнее столкновение произошло на расстоянии l' от поверхности ядра, при параметре соударения $r = r'$. После этого частица начала двигаться в некотором направлении с параметром соударения $r = r''$. Так как кривые $y_r = \int_0^x N_r(x')\,dx'$ могут быть заранее построены для различных значений параметра соударения (для 10—30 значений r), то, зная, что $r = r''$, можно произвести «розыгрыш» с последующим графическим определением x на основе кривой $y_{r''} = \int_l^x N_{r''}(x')\,dx'$. Так как при «розыгрыше» пробегов нам будут встречаться всевозможные l, то довольно трудно заранее составить зависимости $y_r = \int_l^x N_r(x')\,dx'$ для различных l'. В этом случае удобно применить следующий прием: кривые $y_r = \int_0^x N_r(x')\,dx'$ чертятся заранее, причем по оси абсцисс откладывают y_r, а по оси ординат, направленной вниз, откладывают x. Тогда для «розыгрыша» пробега частицы, испытавшей предпоследнее столкновение при $x = l'$ и движущейся с параметром соударения $r = r''$, переносим точку кривой $y_{r''}$, соответствующую $x = l'$, в начало координат и производим обыкновенный «розыгрыш» пробега, определяя x по сдвинутой кривой $y_{r''}$. Если выпадет такое случайное число, что $x > 2\sqrt{R^2 - (r'')^2} - l'$, это будет означать, что частица вылетела из ядра, не испытав соударения. При таком способе «прослеживания» за движением нуклонов в ядре отпадает необходимость в восстановлении декартовых или сферических координат нуклона.

5. «Разыгрывается» объект столкновения, т. е. сорт частицы, с которой столкнулся нуклон. Если $\rho_p(r)$ и $\rho_n(r)$ — соответственно плотности протонов и нейтронов, то «розыгрыш» можно провести при помощи графика, типичного для «розыгрыша» дискретных случайных величин. В качестве априорных вероятностей при данном r выбираем

$$\tau_n(r) = \frac{\rho_n(r)}{\rho_n(r) + \rho_p(r)} = \frac{\rho_n(r)}{\rho(r)}, \quad \tau_p(r) = \frac{\rho_p(r)}{\rho_n(r) + \rho_p(r)} = \frac{\rho_p(r)}{\rho(r)}.$$

Построив график функции $\tau_n(r)$ в зависимости от параметра r (здесь r — величина радиус-вектора точки столкновения нуклонов), легко можно провести «розыгрыш» объекта столкновения для любых r, используя то обстоятельство, что $\tau_n(r) + \tau_p(r) = 1$. Если ядро однородно, то

$$\tau_p = \frac{Z}{N+Z} = \frac{Z}{A} \text{ и } \tau_n = \frac{N}{N+Z} = \frac{N}{A}$$

(N и Z—число нейтронов и число протонов в ядре). После того как станет известно, с какой именно частицей столкнулась налетающая частица, необходимо определить импульс нуклона, испытывающего столкновение (при очень высоких энергиях налетающей частицы этот «розыгрыш» можно не производить).

6. «Разыгрывается» импульс нуклона, с которым произошло столкновение. Принимается гипотеза о законе распределения импульсов нуклона в ядре. Если $4\pi f(p)\,p^2dp$ — вероятность того, что импульс нуклона лежит внутри сферического слоя толщиной dp, то «розыгрыш» ведется

по графику $F_5(p)$, где

$$F_5(p) = \frac{\int\limits_0^p f(p)\, p^2 dp}{\int\limits_0^\infty f(p)\, p^2 dp}.$$

Если принять гипотезу, что спектр импульсов нуклонов определяетс фермиевским законом распределения импульсов вырожденного газа, т для $F_5(p)$ получим

$$F_5(P) = \begin{cases} \left(\frac{p}{p_0}\right)^3 & p \leqslant p_0, \\ 0 & p > p_0, \end{cases}$$

где p_0 — предельное значение импульса.

7. «Разыгрывается» полярный угол импульса нуклона, с которы произошло столкновение. «Розыгрыш» проводится при помощи график $F_6(\vartheta)$, где

$$F_6(\vartheta) = \frac{1 - \cos \vartheta}{2}.$$

«Розыгрыш» азимута импульса этого нуклона проводится при помощ графика

$$F_7(\Phi) = \frac{\Phi}{2\pi}.$$

Определив конкретные значения p, ϑ, Φ, мы полностью определи случайный вектор импульса ядерного нуклона $\mathbf{p}$.

8. Переходим в Ц-систему (систему центра инерции) сталкивающихс нуклонов. Это — обычная процедура.

9. «Разыгрывается» род процессов. Для этого должны быть известн все парциальные сечения как функции начальной энергии сталкивающейс частицы (в Л- или Ц-системе). Если даны $\sigma_i(E_0)$, то легко найти $\tau_i(E_0) = \frac{\sigma_i(E_0)}{\sigma(E_0)}$, где $\sigma(E_0) = \sum\limits_{i=1}^{n} \sigma_i(E_0)$. В результате «розыгрыша» узнаем, ка кой именно процесс произошел со сталкивающейся частицей. Пусть, на пример, произошло упругое рассеяние нейтрона на протоне ядра; тогд дальнейший расчет производится следующим образом.

10. «Разыгрывается» угол рассеяния налетающего нуклона при помо щи интегральной функции распределения

$$F_8(\theta) = \frac{1}{\sigma_s} \int\limits_0^\theta \left(\frac{d\sigma}{d\theta'}\right)_s d\theta',$$

где σ_s — полное сечение упругого рассеяния.

11. Определяется направление движения нуклона отдачи.

12. Определяются импульсы и энергии сталкивающихся частиц в пер воначальной системе.

После этого «прослеживаем» за обоими нуклонами, повторяя процеду ру, начиная с п. 3 (так как параметр соударения определен направле нием движения вторичного нуклона). За частицами «следим» до тех пор пока они не покинут ядро; тем самым мы строго учитываем геометри ядра. При новом «розыгрыше» вместо упругого рассеяния может «выпаст процесс неупругого рассеяния нуклона на нуклоне. В таком случае пр цедура «розыгрыша» угла рассеяния одного из нуклонов несколько у ложняется. Пусть неупругое рассеяние сопровождается образованием о ного π-мезона. В таком случае мы должны знать дифференциальн

сечение $\frac{d^2\sigma}{d\theta dk}$, где k — импульс образовавшегося π-мезона. Тогда «розыгрыш» идет в два этапа. Сперва «разыгрывается» импульс π-мезона при помощи интегральной функции распределения

$$F_9(k) = \frac{\int\limits_0^k \left(\frac{d\sigma}{dk'}\right) dk'}{\int\limits_0^\infty \left(\frac{d\sigma}{dk'}\right) dk'} = \frac{\int\limits_0^k dk' \int\limits_0^\pi \left(\frac{d^2\sigma}{d\theta dk'}\right) d\theta}{\sigma}.$$

После определения конкретного $k = \bar{k}$, «розыгрыш» угла рассеяния ведут на той кривой семейства $F(\theta, k)$, для которой параметр $k = \bar{k}$.

$$F_{10}(\theta, \bar{k}) = \frac{\int\limits_0^\theta \left(\frac{d^2\sigma}{d\theta' dk}\right)_{\bar{k}} d\theta'}{\int\limits_0^\pi \left(\frac{d^2\sigma}{d\theta' dk}\right)_{\bar{k}} d\theta'}.$$

Практически заранее строят $F(\theta,k)$ для различных значений k, а затем проводят «розыгрыш» по той кривой, которая соответствует k, получившемуся при «розыгрыше» $F_9(k)$.

После того как мы проследили за всеми нуклонами ядерного каскада, начинаем процесс «розыгрыша» сначала, т. е. снова «запускаем» новую создающую каскад частицу. «Запустив» таким образом 200—300 частиц, можно построить функции распределения вылетающих частиц по импульсам (энергиям), по углам. Можно построить кривую корреляций между углами вылета и энергиями вылетающих частиц. Необходимо отметить, что таким путем можно получить максимальные сведения о характеристиках ядерных каскадов, если правильны предположения, сделанные о вероятностях элементарных процессов. Если имеются две конкурирующие гипотезы, можно провести «розыгрыш» на основе обеих гипотез и на основе сравнения полученных результатов с опытом сделать вывод о приемлемости той или иной гипотезы. Для проведения «розыгрыша» совершенно не обязательно знать аналитические выражения для вероятностей элементарных процессов; достаточно иметь графическое изображение дифференциального эффективного сечения, как, например, в случае упругого рассеяния нейтрона на протоне. Тогда графическим интегрированием легко построить нормированную интегральную функцию распределения, а по последней «розыгрыш» так же легко производить, как и по кривой, построенной на основе аналитического выражения.

Как показал опыт, наименьшее время во всем расчете отнимает процесс «розыгрыша», а наибольшее время отнимают обыкновенные алгебраические операции, связанные с переходом от одной системы координат к другой, и т. п.

Необходимо обратить внимание на то обстоятельство, что при неограниченном возрастании числа «запускаемых» частиц полученные при помощи М. С. И. результаты будут приближаться к предельным законам распределения для параметров вылетающих частиц. Однако для опытов в области физики ядра и космических лучей характерно то обстоятельство, что число частиц, создающих ядерные каскады, ограничено (как, например, в случае «звезд» в фотоэмульсиях). Поэтому желательно дополнить реальный опыт «теоретическим опытом», повысив статистику реального опыта, увеличив число «запускаемых» частиц.

Найдя таким способом предельный закон распределения (число «запускаемых» частиц значительно больше числа частиц, создающих кас-

кады), легко найти возможные флюктуации при наблюдении ограниченного числа создающих каскад частиц (т. е. при малой статистике наблюденных в фотоэмульсиях «звезд»).

Нам представляется, что для ведения практических расчетов методом случайных испытаний можно (с известной осторожностью) пользоваться таблицами М. Кадырова, поскольку не существует специально созданных для метода случайных испытаний таблиц случайных чисел достаточного объема, таких, которые удовлетворяли бы современным строгим критериям.

Нам думается, что метод случайных испытаний в той форме, в какой он здесь представлен, может послужить рабочим инструментом расчета статистических явлений в руках физика-экспериментатора и физика-теоретика.

Нам представляется, далее, что нет никаких оснований для скептического отношения к методу случайных испытаний (методу Монте-Карло), поскольку показано, что для него не требуется машины случайных испытаний, а таблицы случайных чисел в этом методе используются почти так же, как таблицы логарифмов при обычных расчетах.

Институт физики
Академии наук Груз. ССР

Цитированная литература

1. Ulam S., Von Neumann J., Bull. Am. Math. Soc., 53, 1120 (1947).
2. Goldberger M. L., Phys. Rev., 74, 1269 (1948).
3. Bernardini G., Booth E. T., Lindenbaum S. J., Phys. Rev., 88, 1017 (1952); Сборник «Ядерные реакции при больших энергиях», ч. II, стр. 19.—ИЛ, М., 1954.
4. Wilson R. R., Phys. Rev., 86, 261 (1952).
5. Puppi G., De Sabbata V., Manaresi E., Nuovo Cim., 9, 726 (1952).
6. Кумсишвили В. А., Дипломная работа, ТГУ, Тбилиси, 1954.
7. Шуандер Ю. А., Дипломная работа, ТГУ, Тбилиси, 1954.
8. Морозов А. М., Дипломная работа, ТГУ, Тбилиси, 1954.
9. Б. В. Гнеденко, Курс теории вероятностей, стр. 291.—ГИТТЛ, М.—Л., 1950.
10. М. Кадыров, Таблицы случайных чисел.—Изд. Среднеазиатского гос. университета, Ташкент, 1936.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

К. П. СТАНЮКОВИЧ

ЭЛЕМЕНТЫ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ МАГНИТОГАЗОДИНАМИКИ

Движение газа в сильных магнитных полях в случае, когда плотность энергии велика или скорости близки к скорости света, может представлять значительный интерес. В настоящей работе мы рассмотрим основные соотношения релятивистской магнитогазодинамики и более подробно рассмотрим одномерные движения газа в магнитном поле, а также покажем, что в случае одномерных движений можно искать точные решения и в случае произвольных полей или сил, действующих на частицы движущегося газа. Рассмотрим также элементы теории ударных волн как в релятивистской магнитогазодинамике, так и случае произвольных полей.

Для вывода основных уравнений релятивистской магнитогазодинамики рассмотрим тензоры энергии—импульса для электромагнитного поля и для газа, который движется в этом поле. При этом будем рассматривать чистое поле без зарядов.

Тензор энергии—импульса электромагнитного поля в системе отсчета, где данный элемент объема газа неподвижен, имеет вид [1]

$$\overline{T}^*_{ik} = \frac{1}{4\pi}\left[F_{il}F_{kl} - \frac{1}{4}F^2_{lm}\delta_{ik}\right], \tag{1}$$

где F_{ik} — компоненты поля. Если компоненты поля выразить через электрическое и магнитное поля, то будем иметь

$$\left.\begin{aligned} \overline{T}^*_{\alpha\beta} &= \frac{1}{4\pi}\left[-E_\alpha E_\beta - H_\alpha H_\beta + \frac{E^2+H^2}{2}\delta_{\alpha\beta}\right], \\ \overline{T}^*_{4\alpha} &= \frac{iS_\alpha}{c} = \frac{i}{4\pi}[\mathbf{EH}]_\alpha, \quad -\overline{T}^*_{44} = \overline{W} = \frac{1}{8\pi}(E^2+H^2). \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Здесь **E** и **H** — напряженности электрического и магнитного полей, S_α — компоненты вектора Пойнтинга S, W — плотность энергии поля.

В любой системе отсчета компоненты тензора T^*_{ik} имеют вид

$$T^*_{11} = \frac{1}{\theta^2}\left[\overline{T}^*_{11} + 2\frac{a}{c^2}\overline{S}_1 + \frac{a^2}{c^2}\overline{W}\right], \quad T^*_{12} = \frac{1}{\theta}\left(\overline{T}^*_{12} + \frac{a}{c^2}\overline{S}_2\right),$$

$$T^*_{13} = \frac{1}{\theta}\left[\overline{T}^*_{13} + \frac{a}{c^2}\overline{S}_3\right], \quad -icT^*_{41} = S_1 = \frac{1}{\theta^2}\left[\overline{S}_1\left(1+\frac{a^2}{c^2}\right) + a(\overline{W} + \overline{T}^*_{11})\right],$$

$$T^*_{22} = \overline{T}^*_{22}, \quad T^*_{23} = \overline{T}^*_{23}, \quad -icT^*_{42} = S_2 = \frac{1}{\theta}(\overline{S}_2 + a\overline{T}^*_{12}),$$

$$T^*_{33} = \overline{T}^*_{33}, \quad -icT^*_{43} = S_3 = \frac{1}{\theta}[\overline{S}_3 + a\overline{T}^*_{13}],$$

$$-T^*_{44} = W = \frac{1}{\theta^2}\left[\overline{W} + \frac{2a}{c^2}\overline{S}_1 + \frac{a^2}{c^2}\overline{T}^*_{11}\right].$$

Здесь

$$\theta = \sqrt{1 - \frac{a^2}{c^2}},$$

где a — скорость системы отсчета.

Тензоры $\overline{T}^{*}_{ik}$ и T^{*}_{ik} - симметричные тензоры, поэтому

$$T^{*}_{\alpha\beta} = T^{*}_{\beta\alpha}, \qquad T^{*}_{4\alpha} = T^{*}_{\alpha 4}. \tag{3}$$

Тензор энергии—импульса для газа (для макроскопических тел) в произвольной системе отсчета имеет вид

$$T_{ik} = (p + \rho c^2) U_i U_k + \delta_{ik} p, \tag{4}$$

или

$$T_{\alpha\beta} = \frac{(p + \rho c^2) u_\alpha u_\beta}{c^2 \theta^2} + \delta_{\alpha\beta} p, \quad T_{4\alpha} = \frac{i(p + \rho c^2) u_\alpha}{c\theta^2}, \quad T_{44} = -\frac{\left(\rho c^2 + p\frac{a^2}{c^2}\right)}{\theta}, \tag{5}$$

где U_i, U_k — компоненты четырe-скорости, u_α, u_β — обычные трехмерные компоненты скорости, причем этот тензор симметричен и потому

$$T_{\alpha\beta} = T_{\beta\alpha}, \quad T_{4\alpha} = T_{\alpha 4}.$$

Величина $\rho c^2 = \varepsilon$ является плотностью энергии и отнесена к системе отсчета, в которой данный элемент объема неподвижен.

Уравнения движения газа и уравнение сохранения энергии при движении газа в поле вместе с уравнениями поля без зарядов находим, положив

$$\frac{\partial (T^{*}_{ik} + T_{ik})}{\partial x_k} = 0. \tag{6}$$

Отсюда имеем

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{ic} \cdot \frac{\partial}{\partial t} [T^{*}_{44} + T_{44}] + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} [T^{*}_{4\alpha} + T_{4\alpha}] = 0, \\ \frac{1}{ic} \cdot \frac{\partial}{\partial t} [T^{*}_{\alpha 4} + T_{\alpha 4}] + \frac{\partial}{\partial x_\beta} [T^{*}_{\alpha\beta} + T_{\alpha\beta}] = 0. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Вычисление производных не представляет затруднений. Первое уравнение дает закон сохранения энергии, второе — три уравнения движения. Кроме этих уравнений при наличии поля надо учесть уравнения Максвелла и при переходе от неподвижной к произвольной системе координат — преобразования Лоренца.

В космическом пространстве электропроводность весьма велика, поэтому электрическое поле в неподвижной системе отсчета можно принять равным нулю ($\mathbf{E} = 0$); тогда, обозначая через $\mathbf{E}^*$ и $\mathbf{H}^*$ напряженности поля в подвижной системе отсчета, будем иметь:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}^* = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}^*}{\partial t}. \tag{8}$$

Примем, что $\mathbf{E}^*$, $\mathbf{H}^*$ и $\mathbf{H}$ связаны преобразованиями Лоренца:

$$E^{*}_x = 0, \quad E^{*}_y = \frac{a}{c\theta} H_z, \quad E^{*}_z = -\frac{a}{c\theta} H_y, \quad H^{*}_x = H_x,$$
$$H^{*}_y = \frac{H_y}{\theta}, \quad H^{*}_z = \frac{H_z}{\theta}. \tag{9}$$

Из (8) и (9) имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_x}{\partial t} - \left[\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{aH_y}{\theta}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{aH_z}{\theta}\right)\right] = 0, \\ \frac{\partial \left(\frac{H_y}{\theta}\right)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{aH_y}{\theta}\right) = 0, \\ \frac{\partial \left(\frac{H_z}{\theta}\right)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \frac{(aH_z)}{\theta} = 0. \end{aligned} \tag{10}$$

Кроме того, надо учесть, что

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \tag{11}$$

Далее, компоненты поля в подвижной системе отсчета упрощаются, поскольку все $\overline{S}_\alpha = 0$.

$$\left.\begin{aligned} T^*_{11} &= \frac{1}{\theta^2}\left[\overline{T}^*_{11} + \frac{a^2}{c^2}\overline{W}\right], \quad T^*_{12} = \frac{\overline{T}^*_{12}}{\theta}, \quad T^*_{13} = \frac{\overline{T}^*_{13}}{\theta}, \\ S_1 &= \frac{a}{\theta^2}\,[\overline{W} + \overline{T}^*_{11}], \quad S_2 = \frac{a}{\theta}\,\overline{T}^*, \quad S_3 = \frac{a}{\theta}\,\overline{T}^*_{13}, \\ W &= \frac{1}{\theta^2}\left[\overline{W} + \frac{a^2}{c^2}\,\overline{T}^*_{11}\right]. \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Таким образом, решение задачи написания уравнений релятивистской магнитогазодинамики в случае $\mathbf{E} = 0$ может быть значительно упрощено и конечным уравнениям можно придать трехмерную векторную форму.

Рассмотрим теперь одномерные движения среды, имеющие большой принципиальный интерес. Сначала рассмотрим случай, когда вектор $\mathbf{H}$ параллелен направлению скорости (при этом примем, что $u_1 = a$, $u_2 = u_3 = 0$, где u_1, u_2, u_3 — компоненты скорости по осям X, Y, Z): $H = H_x$, $H_y = H_z = 0$. При этом

$$\overline{T}^*_{11} = -\frac{H^2}{8\pi}, \quad \overline{T}^*_{22} = \frac{H^2}{8\pi}, \quad \overline{T}^*_{33} = \frac{H^2}{8\pi}, \quad \overline{T}^*_{44} = -\frac{H^2}{8\pi} = -\overline{W}. \tag{13}$$

Остальные компоненты тензора $\overline{T}^*_{ik}$ равны нулю. Далее вычисляем, что

$$T^*_{11} = -\frac{H^2}{8\pi}, \quad T^*_{22} = \frac{H^2}{8\pi}, \quad T^*_{33} = \frac{H^2}{8\pi}, \quad T^*_{44} = -\frac{H^2}{8\pi} = -W \tag{14}$$

Остальные компоненты тензора T^*_{ik} равны нулю.

Поскольку $[\mathbf{aH}] = 0$, а также $H_0 = H = H_x$, уравнение (10) дает $\frac{\partial H}{\partial t} = 0$. Далее, так как $\operatorname{div}\mathbf{H} = 0$ $\left(\text{в данном случае это дает } \frac{\partial H}{\partial x} = 0\right)$, мы замечаем, что

$$H = \text{const}. \tag{15}$$

Этот случай является тривиальным и интереса не представляет. Движение газа в постоянном магнитном поле не отличается от простого движения газа вне поля.

Рассмотрим теперь случай, когда вектор $\mathbf{H}$ перпендикулярен направлению скорости и при этом сохраняет постоянное направление в пространстве.

Пусть $u = a$, $u_2 = u_3 = 0$,

$$H = H_z, \quad H_x = H_y = 0; \tag{16}$$

при этом

$$\overline{T}^*_{11} = \frac{H^2}{8\pi}, \quad \overline{T}^*_{22} = \frac{H^2}{8\pi}, \quad \overline{T}^*_{33} = -\frac{H^2}{8\pi}, \quad -\overline{T}^*_{44} = \frac{H^2}{8\pi} = \overline{W}. \tag{17}$$

Остальные компоненты тензора $\overline{T}^*_{ik}$ равны нулю. Легко вычислить, что

$$\left.\begin{aligned} T^*_{11} &= \frac{1 + \frac{u_1^2}{\theta^2}}{c^2}\cdot\frac{H^2}{8\pi}, \quad T^*_{22} = \frac{H^2}{8\pi}, \quad T^*_{33} = -\frac{H^2}{8\pi}, \\ T^*_{44} &= \frac{-\left(1 + \frac{u_1^2}{\theta^2}\right)}{c^2}\cdot\frac{H^2}{8\pi} = -W, \quad T^*_{14} = T^*_{41} = \frac{iu_1}{c\theta^2}\cdot\frac{H^2}{4\pi} = \frac{iS_1}{c}. \end{aligned}\right. \tag{18}$$

Остальные компоненты тензора T^*_{ik} равны нулю.

Поскольку

$$H_0 = \frac{H}{\theta}, \quad E_0 = \frac{u_1 H}{c\theta}, \quad \operatorname{rot}\left[\frac{u_1 H}{\theta}\right] = \frac{\partial\left(\frac{u_1 H}{\theta}\right)}{\partial x}, \tag{19}$$

уравнение (10) дает

$$\frac{\partial \frac{H}{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial\left(\frac{u_1 H}{\theta}\right)}{\partial x} = 0. \tag{20}$$

Уравнение $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$ при этом выполняется тождественно, поскольку

$$H_z = H = H(x). \tag{21}$$

Компоненты макроскопического тензора T_{ik} для одномерного движения имеют вид

$$T_{11} = \frac{(p + \rho c^2) u_1^2}{c^2\theta} + p = \frac{p + \rho u_1^2}{\theta^2}, \quad T_{22} = p, \quad T_{33} = p,$$

$$T_{41} = \frac{i(p + \rho c^2) u_1}{c\theta^2}, \quad T_{44} = -\frac{\rho c^2 + \frac{u_1^2}{c^2} p}{\theta^2}. \tag{22}$$

Уравнения (7) для указанного типа движения газа в магнитном поле имеют вид

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\rho c^2 + p\frac{u_1^2}{c^2}}{\theta^2} + \frac{H^2}{8\pi}\cdot\frac{1 + \frac{u_1^2}{c^2}}{\theta^2}\right] + \frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{(p + \rho c^2) u_1}{\theta^2} + \frac{u_1}{\theta^2}\cdot\frac{H^2}{4\pi}\right] = 0, \\
&\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{(p + \rho c^2) u_1}{c^2\theta^2} + \frac{u_1}{c^2\theta^2}\frac{H^2}{4\pi}\right] + \frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\rho u_1^2 + p}{\theta^2} + \frac{1 + \frac{u_1^2}{c^2}}{\theta^2}\cdot\frac{H^2}{8\pi}\right] = 0.
\end{aligned}\right\} \tag{23}$$

К этой системе уравнений можно придти, если написать тензор T_{ik} в виде

$$T_{ik} = \left(p + \rho c^2 + \frac{H^2}{4\pi}\right) U_i U_k + \delta_{ik}\left(p + \frac{H^2}{8\pi}\right), \tag{24}$$

имея в виду его дальнейшие преобразования только для одномерных движений. Этот тензор можно написать иначе:

$$T_{ik} = (p' + \rho' c^2) U_i U_k + \delta_{ik} p', \tag{25}$$

где

$$p' = p + \frac{H^2}{8\pi}, \quad \rho' c^2 = \rho c^2 + \frac{H^2}{8\pi}, \tag{26}$$

т. е. к давлению и к плотности энергии добавлены магнитное давление и плотность магнитной энергии.

Можно сразу рассмотреть обобщенный случай, когда

$$p' = p + p^*, \quad \varepsilon' = \varepsilon + \varepsilon^*, \tag{27}$$

где

$$\varepsilon' = \rho' c^2, \quad \varepsilon = \rho c^2,$$

а p^*, ε^* — дополнительные давление и энергия, создаваемые полем.

Из условия $\frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} = 0$ и уравнения (25) легко получить следующие дифференциальные уравнения:

$$\frac{d\varepsilon'}{ds} + (p' + \varepsilon')\frac{\partial U_k}{\partial x_k} = 0, \quad \frac{dU_i}{ds} + \frac{1}{p' + \varepsilon'}\left[\frac{\partial p'}{\partial x_i} + U_i \frac{dp}{ds}\right] = 0, \tag{28}$$

де $ds = c\theta\,dt$. Поскольку

$$d(\varepsilon' v) = T d\sigma - p' dv + \lambda dv, \tag{29}$$

де σ — энтропия, v — удельный объем, λ — функция p' и ε' (при $p' = 0$ $\varepsilon' = 0$ $\lambda = 0$), из первого уравнения (28) следует, что

$$\frac{T}{v}\frac{d\sigma}{ds} + (p' + \varepsilon')\, v \frac{\partial \frac{U_k}{v}}{\partial x_k} + \frac{\lambda}{v}\frac{dv}{ds} = 0. \tag{30}$$

Для адиабатических движений, когда $d\sigma = 0$, будем иметь

$$\frac{\partial \frac{U_k}{v}}{\partial x_k} + \frac{\lambda}{v}\frac{dv}{ds}\cdot\frac{1}{(p' + \varepsilon')\, v} = 0, \tag{31}$$

, сравнивая (31) с первым уравнением (28), найдем, что

$$\frac{d\varepsilon'}{p' + \varepsilon'} = -\frac{dv}{v} + \frac{\lambda\, dv}{(p' + \varepsilon')\, v}.$$

Но в уравнение непрерывности не должны входить параметры поля оно всегда должно иметь вид

$$\frac{\partial \frac{U_k}{v}}{\partial x_k} = 0. \tag{32}$$

Следовательно, $\lambda \equiv 0$ и термодинамическое тождество (29) надо записать виде

$$d(\varepsilon' v) = T\, d\sigma - p' dv, \tag{33}$$

связь между p', ε' и v имеет вид

$$\frac{d\varepsilon'}{p' + \varepsilon'} = -\frac{dv}{v}. \tag{34}$$

Второе уравнение (28) для случая одномерного движения можно привести к виду

$$\frac{1}{\theta^2}\left(\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x}\right) + \frac{c^2}{p' + \varepsilon'}\left(\frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{u_1}{c^2}\cdot\frac{\partial p'}{\partial t}\right) = 0. \tag{35}$$

Уравнение непрерывности (32) превратится в

$$\frac{\partial \ln v}{\partial t} + u_1 \frac{\partial \ln v}{\partial x} - \frac{1}{\theta^2}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{u_1}{c^2}\cdot\frac{\partial u_1}{\partial t}\right) = 0. \tag{36}$$

Если его написать в виде

$$\frac{\partial \frac{v}{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial\left(\frac{u_1 v}{\theta}\right)}{\partial x} = 0, \tag{37}$$

, сравнивая с уравнением (20) для случая движения газа в поле, где вектор магнитного поля перпендикулярен направлению движения, сразу же получим, что для адиабатических движений

$$H = \frac{b(\sigma)}{v}, \tag{38}$$

е $b(\sigma) = b$ есть функция энтропии. Для изэнтропических движений

$$H = \frac{b}{v}, \tag{38a}$$

е $b = \text{const}$.

Рассмотрим более подробно термодинамическое тождество (29). Так как должно быть

$$d(\varepsilon v) = T d\sigma - p\,dv, \qquad (39)$$

то, вычитая из (29) почленно (39), придем к соотношению

$$d(\varepsilon^* v) = -p^* dv + \lambda\, dv.$$

Так как дополнительное давление p^* должно создавать дополнительную энергию

$$\varepsilon^* v = -\int p^* dv, \qquad (40)$$

то в действительности $\lambda \equiv 0$, что подтверждает вывод, сделанный нами выше.

Для рассматриваемого частного случая

$$\varepsilon^* = \frac{H^2}{8\pi}, \qquad p^* = \frac{H^2}{8\pi},$$

поэтому

$$d(H^2 v) = -H^2 dv \quad \text{или} \quad v\,dH + H\,dv = 0.$$

Отсюда $Hv = b$, т. е. приходим к соотношению (38а), причем b может быть или функцией энтропии или константой.

Теперь очевидно, что уравнение (34) равносильно уравнению

$$\frac{d\varepsilon}{p+\varepsilon} = -\frac{dv}{v}. \qquad (41)$$

Если написать уравнение изэнтропы в виде

$$p = A v^{-k}, \qquad (42)$$

то (поскольку $\varepsilon = \rho c^2$) придем к уравнению

$$\frac{d\rho}{dv} = -\left(\frac{\rho}{v} + \frac{A v^{-(k+1)}}{c^2}\right).$$

Отсюда

$$\rho v = 1 + \frac{A v^{-(k-1)}}{(k-1)c^2} = 1 + \frac{pv}{(k-1)c^2} \qquad (43)$$

или в общем виде, не предрешая вид уравнения изэнтропы,

$$\rho v = 1 + \frac{-\int p\,dv}{c^2}. \qquad (44)$$

Это уравнение показывает, что к плотности энергии покоя добавляется плотность энергии давления $\dfrac{-\int p\,dv}{c^2}$.

Займемся теперь преобразованиями уравнений (35) и (36). Прежде всего введем новую величину

$$dq = \frac{du_1}{\theta^2} = \frac{du_1}{1 - \dfrac{u_1^2}{c^2}} = \frac{c}{2}\, d \ln \frac{c + u_1}{c - u_1}. \qquad (45)$$

Далее, введем скорость звука

$$\omega = c\sqrt{\frac{dp}{d\varepsilon}} = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}. \qquad (46)$$

Введем вместо $\dfrac{c^2 dp'}{p' + \varepsilon'}$ величину $\omega\varphi\, d\Omega$, где

$$d\Omega = -\varphi\omega\, d\ln v, \qquad (47)$$

$$\varphi^2 = -\frac{c^2 dp'}{(p'+\varepsilon')\,\omega^2 d\ln v} = \frac{dp'}{dp}\cdot\frac{d\varepsilon}{d\varepsilon'}; \qquad (48)$$

акцм образом,

$$d\Omega = -c\sqrt{\frac{-dp'd\ln v}{p'+\varepsilon'}}. \tag{49}$$

огда уравнения (35) и (36) примут вид

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial q}{\partial t}+u_1\frac{\partial q}{\partial x}+\omega\varphi\left(\frac{\partial\Omega}{\partial x}+\frac{u_1}{c^2}\cdot\frac{\partial\Omega}{\partial t}\right)=0,\\ \frac{\partial\Omega}{\partial t}+u_1\frac{\partial\Omega}{\partial x}+\omega\varphi\left(\frac{\partial q}{\partial x}+\frac{u_1}{c^2}\cdot\frac{\partial q}{\partial t}\right)=0.\end{aligned}\right\} \tag{50}$$

очевидно, что величина $\omega\varphi$ играет роль эффективной скорости звука; обозначим ее через ω^*.

$$\omega^*=\omega\varphi=c\sqrt{\frac{-dp'}{(p'+\varepsilon')\,d\ln v}}=c\sqrt{\frac{dp'}{d\varepsilon'}}. \tag{51}$$

При этом

$$\varphi=\frac{\omega^*}{\omega},\quad d\Omega=-\omega^* d\ln v. \tag{52}$$

Тогда уравнения (50) перейдут в

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial q}{\partial t}+u_1\frac{\partial q}{\partial x}+\omega^*\left(\frac{\partial\Omega}{\partial x}+\frac{u_1}{c^2}\cdot\frac{\partial\Omega}{\partial t}\right)=0,\\ \frac{\partial\Omega}{\partial t}+u_1\frac{\partial\Omega}{\partial x}+\omega^*\left(\frac{\partial q}{\partial x}+\frac{u_1}{c^2}\cdot\frac{\partial q}{\partial t}\right)=0.\end{aligned}\right\} \tag{53}$$

Складывая второе уравнение с первым и вычитая его из первого, найдем, что

$$\frac{\partial(q\pm\Omega)}{\partial t}+\frac{u_1\pm\omega^*}{1\pm\frac{u_1\omega^*}{c^2}}\cdot\frac{\partial(q\pm\Omega)}{\partial x}=0. \tag{54}$$

Это сразу дает два семейства характеристик: вдоль линий

$$\frac{dx}{dt}=\frac{u_1\pm\omega^*}{1\pm\frac{u_1\omega^*}{c^2}} \tag{55}$$

выполняются условия

$$q\pm\Omega=\text{const}. \tag{56}$$

Также легко находятся особые решения системы (53):

$$x=\left(\frac{u_1\pm\omega^*}{1\pm\frac{u_1\omega^*}{c^2}}\right)t+F(u_1),\quad q=\pm\Omega+\text{const}. \tag{57}$$

Если известны особые решения или уравнения характеристик, то уравнения (54) приводятся к одному каноническому уравнению, которое легко решается или методом Римана, или методом характеристик. Этот способ обычен, и здесь мы его описывать не будем.

Вычислим для рассматриваемого конкретного случая величины ω^* и Ω. Поскольку

$$p'=p+\frac{H^2}{8\pi},\quad \varepsilon'=\rho c^2+\frac{H^2}{8\pi},$$

также

$$p=Av^{-k},\quad \rho=\frac{1}{v}+\frac{Av^{-k}}{(k-1)\,c^2},\quad H=\frac{b}{v},$$

то будем иметь

$$p' = Av^{-k} + \frac{b^2}{8\pi v^2}, \quad \varepsilon' = \frac{c^2}{v} + \frac{Av^{-k}}{(k-1)} + \frac{b^2}{8\pi v^2}. \tag{58}$$

Отсюда имеем

$$\frac{\omega^{*2}}{c^2} = \frac{dp'}{d\varepsilon'} = \frac{kAv^{1-k} + \frac{b^2}{4\pi v}}{c^2 + \frac{k}{k-1} Av^{1-k} + \frac{b^2}{4\pi v}} = \frac{kpv + \frac{H^2 v}{8\pi}}{c^2 + \frac{kpv}{k-1} + \frac{H^2 v}{4\pi}}. \tag{59}$$

Далее определяем

$$d\Omega = -\omega^* d\ln v = -c\sqrt{\frac{kAv^{1-k} + \frac{b^2}{4\pi v}}{c^2 + \frac{k}{k-1} Av^{1-k} + \frac{b^2}{4\pi v}}} \cdot \frac{dv}{v}. \tag{60}$$

Отсюда особые решения можно записать в виде

$$\left.\begin{aligned} &\ln \frac{1 + \frac{u_1}{c}}{1 - \frac{u_1}{c}} \pm 2\int\sqrt{\frac{kAv^{1-k} + \frac{b^2}{4\pi v}}{c^2 + \frac{k}{k-1} Av^{1-k} + \frac{b^2}{4\pi v}}} \cdot \frac{dv}{v} = \mathrm{const}, \\ &x = \frac{\frac{u_1}{c} \pm \sqrt{\frac{kAv^{1-k} + \frac{b^2}{4\pi v}}{c^2 + \frac{k}{k-1} Av^{1-k} + \frac{b^2}{4\pi v}}}}{1 \pm \frac{u_1}{c}\sqrt{\frac{kAv^{1-k} + \frac{b^2}{4\pi v}}{c^2 + \frac{k}{k-1} Av^{1-k} + \frac{b^2}{4\pi v}}}}\, ct + F(u_1). \end{aligned}\right\} \tag{61}$$

Если

$$p = (k-1)\rho c^2, \tag{62}$$

где k — произвольный параметр (это определяет предельную связь между p и ρ), то

$$\rho = \frac{Av^{-k}}{(k-1)\, c^2} \tag{63}$$

и

$$p = Av^{-k}, \quad p' = Av^{-k} + \frac{b^2}{8\pi v^2}, \quad \varepsilon' = \frac{A}{k-1}\, v^{-k} + \frac{b^2}{8\pi v^2}, \tag{64}$$

т. е. мы приходим к только что полученным соотношениям без члена $\frac{c^2}{v}$. В пределе $k = \frac{4}{3}$. Рассмотрим этот предельный случай. При этом

$$\frac{d\Omega}{c} = -\sqrt{\frac{\frac{4}{3}Av^{\frac{2}{3}} + \frac{b^2}{4\pi}}{4Av^{\frac{2}{3}} + \frac{b^2}{4\pi}}} \cdot \frac{dv}{v}. \tag{65}$$

Обозначим $\frac{4}{3} A \frac{4\pi}{b^2} v^{\frac{2}{3}} = z$, тогда

$$\frac{\Omega}{c} = -\frac{3}{2}\int\sqrt{\frac{z+1}{3z+1}} \cdot \frac{dz}{z} =$$

$$= \ln \left[\sqrt{3z+1} + \sqrt{3(z+1)}\right]^{\sqrt{3}} \left[\frac{\sqrt{3z+1} + \sqrt{z+1}}{\sqrt{z}}\right]^{-3};$$

Отсюда

$$\frac{\Omega}{c} = \ln\left[\sqrt{3\left(\frac{4}{3}Av^{\frac{2}{3}} + \frac{b^2}{4\pi}\right)} + \sqrt{4Av^{\frac{2}{3}} + \frac{b^2}{4\pi}}\right]^{\sqrt{3}}\left[\sqrt{4Av^{\frac{2}{3}} + \frac{b^2}{4\pi}} + \right.$$

$$\left. + \sqrt{\frac{4}{3}Av^{\frac{2}{3}} + \frac{b^2}{4\pi}}\right]^{-3} v + \text{const}. \tag{66}$$

Таким образом,

$$\left(\frac{1-\frac{u_1}{c}}{1+\frac{u_1}{c}}\right)^{\pm 1} = \text{const}\cdot v\left(\sqrt{4Av^{\frac{2}{3}} + \frac{3}{4}\cdot\frac{b^2}{\pi}} + \right.$$

$$\left. + \sqrt{4Av^{\frac{2}{3}} + \frac{b^2}{4\pi}}\right)^{\sqrt{3}}\left(\sqrt{4Av^{\frac{2}{3}} + \frac{b^2}{4\pi}} + \sqrt{\frac{4}{3}Av^{\frac{2}{3}} + \frac{b^2}{4\pi}}\right)^{-3}. \tag{67}$$

Знак плюс даст волну сжатия, знак минус — волну разрежения (при движении газа направо). При этом

$$x = \frac{\dfrac{u_1}{c} \pm \sqrt{\dfrac{\frac{4}{3}Av^{\frac{2}{3}} + \frac{b^2}{4\pi}}{4Av^{\frac{2}{3}} + \frac{b^2}{4\pi}}}}{1 \pm \dfrac{u_1}{c}\sqrt{\dfrac{\frac{4}{3}Av^{\frac{2}{3}} + \frac{b^2}{4\pi}}{4Av^{\frac{2}{3}} + \frac{b^2}{4\pi}}}}\cdot ct + F(u_1). \tag{68}$$

Для волны разрежения при расширении в пустоту $(v \to \infty)$ $u_1 \to c$.

Аналогичный результат получается и без наличия магнитного поля. При наличии магнитного поля и при заданном расширении ($v \to v_0$, где v_0 достаточно велико) $\frac{u_1}{c}$ ближе к единице, чем без поля, что следует из уравнения (67).

Перейдем к изучению элементов теории прямой ударной волны. Так как для одномерного движения компоненты тензора энергии — импульса равны:

$$\left.\begin{aligned} T_{11} &= \frac{\left(p + \rho c^2 + \frac{H^2}{4\pi}\right)u_1^2}{c^2\theta^2} + p + \frac{H^2}{8\pi} = \frac{p + \rho u_1^2 + \left(1 + \frac{u_1^2}{c^2}\right)\frac{H^2}{8\pi}}{\theta^2}, \\ T_{14} &= \frac{i\left(p + \rho c^2 + \frac{H^2}{4\pi}\right)u_1}{c\theta^2}, \end{aligned}\right\} \tag{69}$$

то при переходе через фронт разрыва (фронт ударной волны) эти величины должны сохраняться:

$$\frac{p + \rho u_1^2 + \left(1 + \frac{u_1^2}{c^2}\right)\frac{H^2}{8\pi}}{1 - \frac{u_1^2}{c^2}} = \frac{p_0 + \rho_0 u_{10}^2 + \left(1 + \frac{u_{10}^2}{c^2}\right)\frac{H_0^2}{8\pi}}{1 - \frac{u_{10}^2}{c^2}},$$

$$\frac{\left(p + \rho c^2 + \frac{H^2}{4\pi}\right)u_1}{1 - \frac{u_1^2}{c^2}} = \frac{\left(p_0 + \rho_0 c^2 + \frac{H_0^2}{4\pi}\right)u_{10}}{1 - \frac{u_{10}^2}{c^2}}. \tag{70}$$

Здесь индекс $_0$ определяет параметры до фронта волны; параметры без

индекса $_0$ — параметры на фронте волны. Последнее уравнение напишем в виде

$$\frac{\left(pv+\rho vc^2+\frac{H^2v}{4\pi}\right)}{\sqrt{1-\frac{u_1^2}{c^2}}}\cdot\frac{u_1}{v\sqrt{1-\frac{u_1^2}{c^2}}}=\frac{\left(p_0v_0+\rho_0v_0c^2+\frac{H_0v_0}{4\pi}\right)}{\sqrt{1-\frac{u_{10}^2}{c^2}}}\cdot\frac{u_{10}}{v_0\sqrt{1-\frac{u_{10}^2}{c_0^2}}}.$$

Величины

$$pv+\rho vc^2+\frac{H^2v}{4\pi}=I \tag{71}$$

и

$$\frac{u_1}{v\sqrt{1-\frac{u_1^2}{c^2}}}=j \tag{72}$$

являются собственно теплосодержанием и потоком массы. Эти величины в случае стационарного движения сохраняются независимо друг от друга (см., например, уравнение (37)). Поэтому полная система величин, сохраняющихся при переходе через фронт ударной волны, суть

$$\left.\begin{aligned}&\frac{p+\rho u_1^2+\left(1+\frac{u_1^2}{c^2}\right)\frac{H^2}{8\pi}}{1-\frac{u_1^2}{c^2}}=\frac{p_0+\rho_0u_{10}^2+\left(1+\frac{u_{10}^2}{c^2}\right)\frac{H_0^2}{8\pi}}{1-\frac{u_{10}^2}{c^2}},\\&\frac{I}{\sqrt{1-\frac{u_1^2}{c^2}}}=\frac{I_0}{\sqrt{1-\frac{u_{10}^2}{c^2}}},\quad \frac{u_1}{v\sqrt{1-\frac{u_1^2}{c^2}}}=\frac{u_{10}}{v_0\sqrt{1-\frac{u_{10}^2}{c^2}}},\end{aligned}\right\} \tag{73}$$

причем первое уравнение дает сохранение потока плотности импульса, второе — потока плотности энергии, третье — уравнение неразрывности.

Используя уравнения состояния (изэнтропы) до скачка и после него

$$p=Av^{-k},\quad p_0=A_0v_0^{-k}, \tag{74}$$

где $A_0<A$, поскольку за фронтом энтропия возрастает, определим связь между ρ, p и v. Напишем также связь между H и v (для случая, когда вектор H перпендикулярен направлению скорости и сохраняет свою ориентацию до и после скачка):

$$H=\frac{b}{v},\quad H_0=\frac{b_0}{v_0}. \tag{75}$$

Тогда система уравнений (73) примет вид

$$\frac{p+\frac{u_1^2}{v}+\frac{pu_1^2}{(k-1)c^2}+\left(1+\frac{u_1^2}{c^2}\right)\frac{b^2}{8\pi v^2}}{1-\frac{u_1^2}{c^2}}=B_1,$$

$$\frac{c^2+\frac{kpv}{k-1}+\frac{b^2}{4\pi v}}{\sqrt{1-\frac{u_1^2}{c^2}}}=B_2,\quad \frac{u_1}{v\sqrt{1-\frac{u_1^2}{c^2}}}=B_3. \tag{76}$$

Если v_0, A_0, b_0, u_{10} известны, то B_1, B_2, B_3 — известные константы.

Исключив из этих уравнений величины u_1 и u_{10}, мы придем к уравнению адиабаты Гюгоньо, связывающей p, v с p_0, v_0. Второе уравнение (76) является уравнением Бернулли. Система уравнений (76) однозначно определяет параметры p, v и u_1, за фронтом ударной волны.

Если перейти к системе отсчета, в которой газ перед ударной волной неподвижен, то тогда

$$-u_{10} = D_y \tag{77}$$

будет определять скорость фронта ударной волны. Скорость газа за фронтом ударной волны будет

$$\bar{u}_1 = \frac{D_y + u_1}{1 + \frac{u_1 D_y}{c^2}}. \tag{78}$$

Легко обобщить написанные уравнения на случай произвольного поля; тогда компоненты тензора энергии—импульса будут

$$T_{11} = \frac{p + \rho u_1^2 + p' + \varepsilon' \frac{u_1^2}{c^2}}{\theta^2}, \quad T_{14} = \frac{iu_1 (p + p' + \rho c^2 + \varepsilon')}{c\theta^2}. \tag{79}$$

Основные уравнения теории ударных волн примут вид

$$\left.\begin{aligned} &\frac{p + \rho u_1^2 + p' + \varepsilon' \frac{u_1^2}{c^2}}{1 - \frac{u_1^2}{c^2}} = \frac{p_0 + \rho_0 u_{10}^2 + p_0' + \varepsilon_0' \frac{u_{10}^2}{c^2}}{1 - \frac{u_{10}^2}{c^2}}, \\ &\frac{I}{\sqrt{1 - \frac{u_1^2}{c^2}}} = \frac{I_0}{\sqrt{1 - \frac{u_{10}^2}{c^2}}}, \quad \frac{u_1}{v\sqrt{1 - \frac{u_1^2}{c^2}}} = \frac{u_{10}}{v_0\sqrt{1 - \frac{u_{10}^2}{c^2}}}, \end{aligned}\right\} \tag{80}$$

где

$$I = pv + \rho v c^2 + p'v + \varepsilon' v, \quad I_0 = p_0 v_0 + \rho_0 v_0 c^2 + p_0' v_0 + \varepsilon_0' v_0, \tag{81}$$

причем $d\varepsilon' = -p'dv$.

Подобные «произвольные» поля могут возникать при столкновении сравнительно сложных частиц — ядер и нуклонов в процессе разрушения и деления ядер на более «мелкие» и менее «сложные» частицы — нуклоны и возникновения новых частиц — мезонов.

Если при этом образуется не менее десятка подобных частиц, то выведенные в настоящей работе макроскопические уравнения вполне применимы как для макроскопического описания процесса столкновения и дробления частиц, когда образуются ударные волны, так и для процесса разлета «газа», сжатого при прохождении ударных волн. Возможно, что эти представления могут быть интересны при изучении природы космических лучей.

Мы показали [2], что при столкновении частиц и последующем разлете квазирелятивистского газа, образованного при этом столкновении, почти вся энергия переходит в головные разлетающиеся частицы. При этом имеет место соотношение

$$\frac{1}{2}\left(1 - \frac{u_{1M}}{c}\right) = \left(\frac{1 - \frac{u_{10}}{c}}{8}\right)^{\sqrt{3}}, \tag{82}$$

где u_{1M} — максимальная скорость разлета, u_{10} — скорость каждой из сталкивающихся частиц.

Если учесть, что образующиеся при подобного рода процессах поля, играющие роль внешнего поля, будут «отталкивательными», то указанный процесс перераспределения энергии будет еще более заметным (он может быть усилен в несколько раз); если же поля стремятся «стягивать» релятивистский газ, то эффект перераспределения будет ослаблен, а возможно, и сведен на нет. Количественные расчеты при известных полях

могут быть выполнены на основании изложенной теории. Наличие полей сможет изменить распределение частиц по скоростям (энергиям), что также можно вычислить в том случае, когда эти поля известны.

Московское
высшее техническое училище
им. Н. Э. Баумана

Цитированная литература

1. Ландау Л. и Лифшиц Е., Теория поля.— Гостехиздат, М.—Л., 1948.
2. Станюкович К., Труды 3-го совещания по вопросам космогонии, стр. 279.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1954.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

А. Е. ЧУДАКОВ

ОБ ОДНОМ ИОНИЗАЦИОННОМ ЭФФЕКТЕ, СВЯЗАННОМ С НАБЛЮДЕНИЕМ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННЫХ ПАР ПРИ ОЧЕНЬ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

В настоящее время при помощи фотоэмульсий, экспонируемых в стратосфере, зарегистрировано значительное число столкновений с участием частиц весьма высокой энергии ($10^{12} \div 10^{13}$ eV) [1—4]. В ряде случаев удавалось наблюдать электронно-позитронные пары, создаваемые фотонами с энергией на порядок меньше, чем энергия сталкивающихся частиц. Эти фотоны образуются, повидимому, за счет распада нейтральных π-мезонов, образованных в данном столкновении.

Можно думать, что при дальнейшем накоплении материала и усовершенствовании методики станет реальным наблюдение образования в эмульсии пар с энергией $10^{12} \div 13^{13}$ eV. Поэтому целесообразно обсудить, как должны выглядеть в фотоэмульсии следы таких пар.

Возникающие здесь особенности связаны с малым углом разлета компонент пары. Угол разлета обратно пропорционален энергии и уже при энергии 10^{11} eV настолько мал, что на протяжении сантиметра пути нельзя заметить раздвоения следа. Такие пары, следовательно, будут выглядеть как одиночные следы с удвоенной релятивистской ионизацией. Это обстоятельство не позволяет определить энергию пары по углу разлета. Однако при дальнейшем увеличении энергии сверх 10^{12} eV следует ожидать своеобразного ионизационного эффекта, который дает возможность определить угол разлета, а также представляет некоторый интерес сам по себе. Ожидаемый эффект состоит в уменьшении ионизации (по сравнению с удвоенной) на тех участках пути пары, на которых расстояние между электроном и позитроном меньше, чем радиус их взаимодействия с электронами среды. Уменьшение ионизации связано с тем, что поле пары двух разноименных зарядов на больших расстояниях спадает гораздо быстрее, чем поле одиночного заряда.

Для того чтобы получить зависимость нарастания ионизации по мере движения пары, надо вычислить энергию, передаваемую двумя параллельно летящими частицами электрону среды. Расчет можно легко выполнить в предположении, что энергию, передаваемую в среднем электронам среды при данном прицельном параметре, можно вычислять классически.

На рис. 1 изображено относительное положение электрона и позитрона пары и электрона среды, который находится в точке O. Пара движется перпендикулярно плоскости чертежа.

Импульсы, передаваемые компонентами пары электрону в точке O, равны соответственно

$$p_1 = \frac{2e^2}{r_1 c}, \quad p_2 = \frac{2e^2}{r_2 c}. \tag{1}$$

Энергия, переданная электрону в точке O, есть

$$\varepsilon = \frac{p_1^2 + p_2^2 - 2p_1 p_2 \cos\varphi}{2m} = A\left(\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} - 2\frac{\cos\varphi}{r_1 r_2}\right), \tag{2}$$

где $A = 2e^4 / mc^2$.

Выразив φ и r_2 через α и l (l — расстояние между компонентами пары), получим

$$\varepsilon = \frac{A}{r_1^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{r_1^2}{l^2} - 2\frac{r_1}{l}\cos\alpha}. \tag{3}$$

Полученное выражение надо усреднить по α и проинтегрировать по параметру удара r_1. Усреднение по α дает

$$\bar{\varepsilon} = \frac{A}{r_1^2}\frac{1}{\pi}\int_0^\pi \frac{d\alpha}{1 + \frac{r_1^2}{l^2} - \frac{2r_1}{l}\cos\alpha} = \frac{A}{r_1^2} \cdot \frac{1}{\left|1 - \frac{r_1^2}{l^2}\right|}. \tag{4}$$

Интегрирование по параметру удара r_1 следует проводить от r_{min} до r_{max}, но надо исключить особую точку при $r_1 = l$; эта особенность появляется из-за того, что при усреднении по α, когда $r_1 = l$, вторая частица пары (на рис. 1 позитрон) попадает в точку O. Между тем, следует наложить условие, что потери энергии при малых прицельных расстояниях как

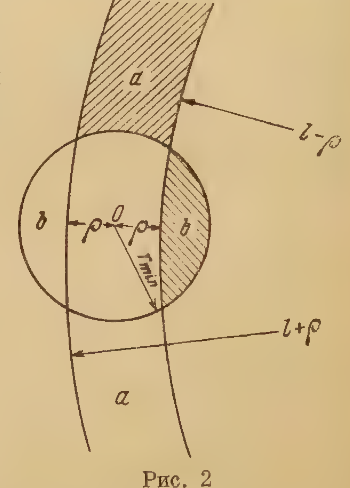


Рис. 1 Рис. 2

Рис. 1. Схема взаимного расположения электрона и позитрона пары в момент пролета около электрона среды, находящегося в точке O

Рис. 2. Схема, иллюстрирующая выбор величины параметра ρ, определяющего ширину кольцевой области, интегрирование по которой не проводится. При $\rho = \frac{r_{min}}{2}$ исключение этой области эквивалентно исключению круга радиуса r_{min} с центром в O

электрона, так и позитрона должны быть равны. Не меняя метода расчета, этого можно добиться введением подходящих пределов интегрирования:

$$T = \int_{r_{min}}^{l-\rho} 2\pi r_1 dr_1 \bar{\varepsilon}(r_1) + \int_{l+\rho}^{r_{max}} 2\pi r_1 dr_1 \bar{\varepsilon}(r_1). \tag{5}$$

Полная потеря энергии компонентами пары на ионизацию на единицу пути определяется как Tn, где n — плотность электронов в среде.

При этом мы предполагаем, что

$$r_{min} \ll l \tag{6}$$

и

$$r_{max} \gg l. \tag{7}$$

Выбор ρ иллюстрируется на рис. 2.

В формуле (5) не учтены случаи попадания позитрона в область a, но зато включены случаи попадания его в область b, которые не следовало рассматривать. Очевидно, что правильное значение для T будет получено в том случае, если передаваемая электрону в точке O энергия будет одна и та же при попадании позитрона как в область a, так и в область b.

Вычисляя эту энергию в предположении (6) для обоих случаев и приравнивая найденные значения друг другу, получим

$$\int\limits_{r_{min}}^{\infty} \frac{dr}{r} \arcsin\frac{\rho}{r} = \int\limits_{\rho}^{r_{min}} \frac{dr}{r} \arccos\frac{\rho}{r}, \tag{8}$$

откуда после замены $\arccos\frac{\rho}{r} = \frac{\pi}{2} - \arcsin\frac{\rho}{r}$ и интегрирования находим

$$\frac{\pi}{2} \ln\frac{r_{min}}{\rho} = \int\limits_0^1 \frac{d\xi}{\xi} \arcsin\xi = \frac{\pi}{2}\ln 2$$

и, следовательно,

$$\rho = \frac{r_{min}}{2}. \tag{9}$$

Подставляя полученное значение ρ в формулу (5) и используя выражение (4), найдем

$$T = 2\pi A \left[\int\limits_{r_{min}}^{l-\frac{r_{min}}{2}} \frac{dr}{r\left(1-\frac{r^2}{l^2}\right)} + \int\limits_{l+\frac{r_{min}}{2}}^{r_{max}} \frac{dr}{r\left(\frac{r^2}{l^2}-1\right)} \right], \tag{10}$$

что при условии (6) дает:

$$T \approx 2\pi A \left(2\ln\frac{l}{r_{min}} + \frac{1}{2}\ln\frac{r_{max}^2 - l^2}{r_{max}^2} \right). \tag{11}$$

Формула (11) справедлива при выполнении как условия (6), так и условия (7). Для выяснения пределов применимости формулы (11) в области $l \leqslant r_{max}$ уточним понятие r_{max} следующим образом: импульс, передаваемый электрону среды дается выражением (1), если частица пролетает на расстоянии меньше r_{max}, и равен нулю, если это расстояние больше r_{max}. При таком определении r_{max} формула (11) не верна при $l \leqslant r_{max}$ по двум причинам: 1) при $r_{max} - l < r_1 < r_{max}$ (см. рис. 1) расчет учитывал влияние позитрона, когда $r_2 > r_{max}$; 2) в расчет не вошли параметры удара $r_1 > r_{max}$. Между тем, при $r_{max} < r_1 < r_{max} + l$ может быть $r_2 < r_{max}$. Легко убедиться в том, что игнорирование этих краевых эффектов приводит к уменьшению T по сравнению с точным расчетом.

Обе неточности исчезают при $r_{max} \to \infty$. Но при этом T будет, очевидно, завышено. Поскольку при $r_{max} \to \infty$ второй член в формуле (11) обращается в нуль, справедливо неравенство

$$2\pi A \cdot 2\ln\frac{l}{r_{min}} \geqslant T \geqslant 2\pi A \left(2\ln\frac{l}{r_{min}} + \frac{1}{2}\ln\frac{r_{max}^2 - l^2}{r_{max}^2} \right).$$

Таким образом, максимальная неточность T определяется вторым членом в формуле (11), которым можно пренебречь при $l \leqslant 0{,}6\ r_{max}$ (при этом ошибка будет $< 1\ \%$).

При $l > 2r_{max}$ T должно соответствовать просто удвоенной ионизации, что получится, когда $T = 2\pi A \cdot 2\ln\frac{r_{max}}{r_{min}}$.

В результате

$$T = 2\pi A \cdot 2 \ln \frac{s}{r_{min}}, \qquad \text{где} \begin{cases} s = l \text{ при } l \leqslant 0{,}6\, r_{max}, \\ s = r_{max} \text{ при } l > 2 r_{max}. \end{cases}$$

Если угол разлета пары есть ϑ, то на расстоянии x от точки образования пары ионизация составит

$$I = 2 I_0 \frac{\ln \dfrac{s}{r_{min}}}{\ln \dfrac{r_{max}}{r_{min}}}, \qquad \text{где} \begin{Bmatrix} s = \vartheta x \text{ при } \vartheta x \leqslant 0{,}6\, r_{max} \\ s = r_{max} \text{ при } \vartheta x > 2\, r_{max} \end{Bmatrix}, \tag{12}$$

а I_0 — ионизация, вызываемая одиночной частицей.

Теперь необходимо выбрать r_{min} и r_{max}. В качестве минимального параметра удара можно принять комптоновскую длину волны электрона $\lambda \approx 4 \cdot 10^{-11}$ см.

Выбор r_{max} в нашем случае определяется эффектом экранирования за счет поляризации среды, причем электроны среды можно считать свободными. При этом надо брать $r_{max} \sim \frac{c}{\nu}$, где $\nu^2 = \frac{4\pi n e^2}{m}$ (см. [5]) (n — плотность электронов, в эмульсии $n \sim 10^{24}$ см$^{-3}$, что дает $r_{max} \sim 5 \cdot 10^{-7}$ см). Конечно, представление о том, что поляризация среды не сказывается на расстояниях меньше r_{max} и приводит к полному прекращению взаимодействия на бóльших расстояниях, является условным. Однако ввиду того, что результат зависит от r_{max} логарифмически, эта идеализация не может дать существенного искажения.

Классический способ вычисления ионизационных потерь методом параметра удара, который был здесь применен, не может претендовать на полную точность. Это в первую очередь относится к случаю малых параметров удара, который нельзя рассматривать классически.

Однако, если интересоваться только потерями энергии малыми порциями, которые определяют ионизацию вдоль следа частицы на коротком пути, то роль близких столкновений не велика. Тот факт, что ионизация за счет близких столкновений все же учтена приблизительно верно, следует из того, что значение $\ln \frac{r_{max}}{r_{min}}$ при выбранном значении r_{min} хорошо совпадает в области минимальных потерь с численным значением соответствующего логарифма в формуле Блоха.

Рассматриваемый эффект ослабления ионизации определяется в основном далекими столкновениями, которые, как известно, можно рассматривать классически. При этом для вычисления средней передачи энергии можно считать электроны среды свободными, поскольку длительность столкновения мала по сравнению с периодами атомных осцилляторов. Действительно, столкновения, определяющие эффект, имеют длительность $\Delta t \leqslant r_{max} / c\gamma$, где $\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$. При $\gamma \sim 10^6$ имеем $\Delta t \leqslant 10^{-23}$ сек, что на восемь порядков меньше, чем периоды атомных осцилляторов. Неодновременность взаимодействия с компонентами пары вследствие различия в скоростях электрона и позитрона имеет тот же порядок величины. Действительно, разность времен пролета электрона и позитрона пары на пути x есть $\Delta t' = \frac{x}{v_1} - \frac{x}{v_2} \approx \frac{x}{c\gamma^2}$ (v_1 и v_2 — скорости компонентов пары). При $x = r_{max} / \vartheta$ и $\vartheta \sim 1 / \gamma$ это дает $\Delta t' \sim r_{max} / c\gamma$. Таким образом, нет оснований предполагать, что квантово-механическое рассмотрение изменит полученное решение.

На рис. 3 представлена зависимость ионизации от длины пути пары в эмульсии, вычисленная при помощи (12) для нескольких углов ϑ. Пунктиром изображен тот участок кривой, где I не определяется соотношением (12).

Как известно, между углом ϑ и энергией фотона нет однозначной связи. Соответствующее угловое распределение дается универсальной функцией от ϑ / ϑ_0, где $\vartheta_0 = E_0 mc^2 / E_+ E_-$, а E_0, E_+ и E_- — соответственно энергия фотона, позитрона и электрона [6]. Эта функция имеет хорошо выраженный максимум при $\vartheta / \vartheta_0 = 1$. Отсюда видно, что угол ϑ в большей степени определяется той частицей пары, которая уносит меньшую часть энергии, нежели энергией фотона. Резкий спад энергетического спектра космических лучей приведет к тому, что данный угол ϑ будет в большинстве случаев соответствовать максимуму кривой распределения и равномерному делению энергии между компонентами пары. Это дает $\vartheta \sim 4mc^2 / E_0$. Отсюда получаем, например, при $\vartheta = 10^{-6}$ энергию фотона $E_0 \sim 2 \cdot 10^{12}$ eV. Обращаясь к рис. 3 и учитывая точность измерения релятивистской ионизации в фотоэмульсиях, получим, что эффект может быть обнаружен при $E_0 \sim 10^{12}$ eV*.

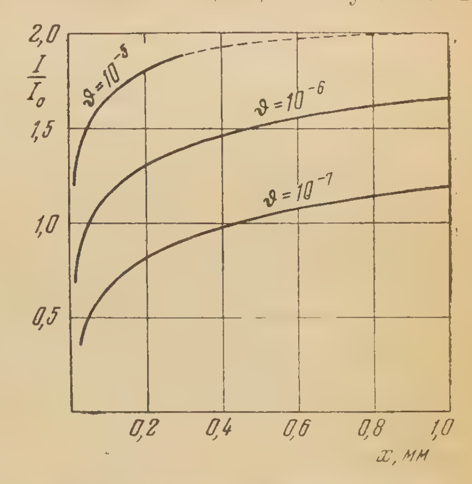


Рис. 3. Зависимость ионизации, вызываемой электронно-позитронной парой, от длины пути от места образования пары для трех значений углов разлета θ

При выводе выражения (12) считалось, что расстояние между компонентами пары определяемое только углом разлета ϑ, равно ϑx. Между тем, на расхождение пары будет влиять также и многократное рассеяние частиц. Поскольку расхождение за счет рассеяния пропорционально $x^{3/2}$, оно при достаточно больших x будет определяющим. Принимая, что длина t-единицы в эмульсии равна 3 см и что осуществляется наивероятнейший угол разлета $\vartheta = \vartheta_0$, легко найти среднее расхождение пары с учетом рассеяния:

$$\sqrt{\overline{l^2}} \approx \vartheta x \sqrt{1 + 15x},$$

где x длина пути в сантиметрах. Из этой формулы видно, что относительное влияние рассеяния определяется не энергией, а только длиной пути. При этом на длине пути 1 см расхождение увеличивается за счет рассеяния в четыре раза. При длине пути меньше 1 мм рассеяние сказывается мало и приводит лишь к незначительному изменению кривых на рис. 3 (на несколько процентов).

Эффект, аналогичный описанному выше, должен наблюдаться и при разлете одноименно заряженных частиц, только при этом ионизация по мере расхождения пары будет уменьшаться от $I_0 (z_1 + z_2)^2$ до $I_0 (z_1^2 + z_2^2)$, где z_1 и z_2 — заряды этих частиц. Формула (12) в этом случае заменится следующим выражением:

$$I = I_0 \left[(z_1 + z_2)^2 - 2z_1 z_2 \frac{\ln \frac{s}{r_{min}}}{\ln \frac{r_{max}}{r_{min}}} \right].$$

Пары одноименно заряженных частиц с малым углом разлета возникают, например, в случае, когда сложные ядра атомов первичных космических лучей испытывают при столкновении слабое возмущение. Если

* Эффект может быть также обнаружен на большом статистическом материале и при $E_0 \sim 10^{11}$ eV.

принять, что кинетическая энергия осколков ядра в системе центра инерции при таком процессе порядка 10 MeV, то наблюдение эффекта возможно при энергии первичного ядра порядка 10^{13} eV на нуклон. С экспериментальной точки зрения такие случаи, повидимому, обнаружить труднее, чем электронно-позитронные пары с энергией порядка 10^{12} eV.

В заключение отметим, что в случае электронно-позитронных пар достаточно большой энергии, вероятно, должно было бы иметь место уменьшение не только ионизационных, но и радиационных потерь. Однако этот эффект не представляет практического интереса, поскольку он на несколько порядков меньше, чем уменьшение радиационных потерь за счет процесса, описанного Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчуком [7].

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Lord J. J., Fainberg J., Shein M., Phys. Rev., **80**, 970 (1950).
2. Kaplon M. F., Ritson D. M., Phys. Rev., **88**, 386 (1952).
3. Lal D., Pal Y., Peters B., Swami M. S., Proc. Indian Acad. Sci., **36**, 75 (1952).
4. Molvey J. H., Proc. Roy. Soc., **A 221**, 367 (1954).
5. Бор Н., Прохождение атомных частиц через вещество.— ИЛ, М., 1950.
6. Borsellino A., Phys. Rev., **89**, 1023 (1953).
7. Ландау Л. Д. и Померанчук И. Я., ДАН СССР, **92**, 735 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

М. Л. ТЕР-МИКАЕЛЯН

ИЗЛУЧЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ В СРЕДЕ

Излучение быстрых частиц при кулоновском взаимодействии подвер-
алось многочисленным исследованиям. Мы хотели бы обратить внима-
ие на тот факт, что при релятивистских скоростях излучение при
толкновении с отдельным атомом будет существенным образом зависеть
т показателя преломления среды *. Это влияние существенно не только
ри излучении атомных частот (как, например, это имеет место при
ффекте Черенкова), но с увеличением начальной энергии электрона оно
аспространяется и на жесткие кванты, для которых показатель пре-
омления с большой точностью равен единице. Причину появления этого
лияния легко понять из следующих наглядных соображений. Потен-
иалы поля быстро движущейся частицы даются выражениями

$$\varphi = \frac{e}{R - \frac{\mathbf{vR}}{c}}, \quad \mathbf{A} = \frac{\mathbf{v}}{c}\varphi,$$

де R — расстояние от заряда до точки наблюдения, $\mathbf{v}$ — скорость ча-
тицы. Потенциалы $\mathbf{A}$, φ растут (а значит, растет и изучение) при $v \to c$
олько для тех направлений, для которых $\theta \approx \frac{mc^2}{E}$, где θ — угол между
направлением излучения и скоростью частицы. Если же излучение про-
исходит в среде, то скорость c нужно заменить на скорость $c' = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$.
Рассмотрим излучение частот, бо́льших атомных; тогда

$$\sqrt{\varepsilon} = 1 - \frac{2\pi NZe^2}{m\omega^2},$$

где N — число атомов в 1 см³. Знаменатель в выражениях для потен-
циалов превратится в

$$1 - \frac{\mathbf{vR}}{Rc}\sqrt{\varepsilon} \approx 1 - \frac{v}{c} + \frac{\theta^2}{2} + \frac{2\pi NZe^2}{m\omega^2},$$

откуда видно, что при излучении частот $\omega < \sqrt{\frac{4\pi NZe^2}{m}} \cdot \frac{E}{mc^2}$ необхо-
димо учитывать влияние среды. В частности, видно, что при $v \to c$
и $\theta \approx \frac{mc^2}{E}$ потенциалы уже не увеличиваются и излучение, следовательно,
должно быть менее эффективно. Таким образом, при расчете интенсив-
ности излучения нужно использовать макроскопические уравнения
Максвелла. Возможность их использования при расчете излучения кван-
тов с длиной волны, много меньшей размеров атома, показана в [1].
Опуская детали вычислений, приведем формулу для числа излученных
квантов на единицу пути в интервале энергий dE' в случае полного эк-
ранирования:

$$dN = \frac{1}{L} \cdot \frac{{}^4/_3 E^2 - {}^4/_3 EE' + E'^2}{E^2 E'} \cdot \frac{dE'}{1 + \frac{4\pi NZe^2h^2}{m^3c^4}\left(\frac{E}{E'}\right)^2}, \tag{1}$$

* Очевидно, что этот эффект скажется также и при вычислении радиационных
поправок к элекромагнитным процессам.

где

$$\frac{1}{L} = \frac{4N}{137}\left(\frac{Ze^2}{mc^2}\right)^2 \lg 191 Z^{-1/3}.$$

Формула (1) остается справедливой вплоть до энергий порядка E_0. Эта энергия определяется соотношением

$$E_0 = \left(\frac{mc^2}{E_s}\right)^2 \frac{6L}{c} \sqrt{\frac{4\pi NZe^2}{m}}\, mc^2, \tag{2}$$

где

$$E_s = \sqrt{4\pi \cdot 137}\, mc^2.$$

Для плотных сред, состоящих из элементов конца периодической системы, $E_0 \approx 10^{10}$ eV.

При дальнейшем увеличении энергии необходимо учитывать, как это показали Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчук [2], влияние многократного рассеяния на тормозное излучение. Теория этого явления, как классическая, так и квантовая, была дана А. Б. Мигдалом [3] (мы ограничимся здесь изложением результатов для частот, много меньших начальной энергии электрона). В результате этих работ показано, что при энергиях, бо́льших E_0, в интервале частот

$$\left(\frac{4\pi NZe^2}{m}\right)^{2/3}\left(\frac{6E^2L}{E_s^2 c}\right)^{1/3} \ll \omega \ll \frac{E_s^2}{6m^2c^3L}\left(\frac{E}{mc^2}\right) \tag{3}$$

интенсивность излучения дается формулой Ландау—Померанчука

$$dI \approx \frac{e^2}{2c}\sqrt{\omega}\,\frac{E_s}{E}\,d\omega \sqrt{\frac{c}{6\pi L}}\,. \tag{4}$$

Точная формула получена Мигдалом.

В области малых частот

$$\sqrt{\frac{4\pi NZe^2}{m}} \ll \omega \ll \left(\frac{4\pi NZe^2}{m}\right)^{2/3}\left(\frac{6E^2L}{E_s^2 c}\right)^{1/3} \tag{5}$$

остается справедливым предельный случай формулы (1)

$$dI = \frac{E_s^2 m}{12\pi^2 LNZ}\cdot\frac{\omega^2 d\omega}{E^2}\,. \tag{6}$$

Только для очень больших частот

$$\frac{E_s^2}{6m^2c^3L}\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \ll \omega \ll \frac{E}{h} \tag{7}$$

остается справедливой обычная формула Бете — Гайтлера $\left(\text{при условии } \omega \ll \frac{E}{h}\right)$

$$dI = \frac{4}{3}e^2\frac{d\omega}{L}. \tag{8}$$

Из условий (3) и (7) видно, что с увеличением энергии область применимости формулы Ландау — Померанчука расширяется и при энергиях порядка 10^{12}—10^{13} eV в плотных средах распространяется почти на весь интервал излученных частот, за исключением очень малых (условие (5)), для которых справедлива формула (6).

Отсюда следует, что легкие частицы при столь больших энергиях становятся проникающими, т. е. потери энергии на t-единице становятся малыми по сравнению с начальной энергией (см. формулу (4)). Точные формулы для излучения любых квантов с учетом влияния многократного рассеяния получены Мигдалом. Интересно отметить, что форму

Бете — Гайтлера все же остается справедливой для узкого интервала очень жестких квантов [2]. Однако это не изменяет заключения об увеличении проникающей способности. Перейдем теперь к рассмотрению рассеяния частиц в среде. При рассеянии на атомах нужно различать упругое рассеяние и рассеяние, приводящее к возбуждению атома. Упругое рассеяние (столкновение с ядром) происходит при пролетании частицы внутри атома, при далеких же пролетах действует экранирующее поле атомных электронов и поперечник рассеяния резко падает. Отсюда следует, что формулы упругого рассеяния останутся правильными и в среде, так как на столь малых (атомных) расстояниях влиянием соседних атомов можно пренебречь. (Во избежание путаницы отметим, что, рассматривая тормозное излучение как совокупность независимых процессов рассеяния и излучения при заданном рассеянии, мы убеждаемся, что влияние среды сказывается только на втором процессе.)

Что же касается неупругого рассеяния, то атом может поглощать энергию как при близких столкновениях, так и при столкновениях на расстояниях, много бо́льших атомных. В самом деле, если атом сравнить с набором осцилляторов (поглощающих кванты, частота которых близка к собственной частоте осцилляторов), то поглощение будет эффективным в том случае, когда время столкновения меньше периода осциллятора (T). Время столкновения по порядку величины равно $\frac{p}{v}\sqrt{1-v^2/c^2}$, где v — скорость налетающей частицы, а p — параметр столкновения. Если $\frac{p}{v}\sqrt{1-v^2/c^2}<T$, то атом будет эффективно поглощать энергию. Это будет происходить при $v\to c$ на очень далеких расстояниях, и естественно думать, что необходимо учитывать влияние соседних атомов (эффект Тамма — Франка — Ферми).

Поэтому при расчете ионизационных потерь (при далеких столкновениях) необходимо пользоваться макроскопическими уравнениями Максвелла

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{\varepsilon}{c^2}\cdot\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c}\mathbf{j}$$

и

$$\Delta\varphi - \frac{\varepsilon}{c^2}\cdot\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c}\rho,$$

где ρ и $\mathbf{j}$ — плотность заряда и тока перехода.

Дальнейший расчет сводится к обычной квантовомеханической задаче, решаемой в борновском приближении. Естественно, что мы получаем таким образом как результаты Тамма—Франка, так и результаты Ферми.

Этот метод расчета позволяет исследовать некоторые детали, недоступные при классическом рассмотрении задачи. С другой стороны, он приводит (в том же приближении, что и классический) к выражению для потерь при «далеких» столкновениях, т. е. для столкновений с передачей импульса, меньшего чем $K_{\rho max}$:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2e^2c}{\pi v^2}\int\limits_0^{K_{\rho max}} K_\rho dK_\rho \int\limits_0^\infty d\omega\, \frac{\sigma(\omega)}{|\varepsilon(\omega)|^2}\frac{\frac{\omega^2}{v}\left|\frac{v^2}{c^2}\varepsilon - 1\right| + K_\rho^2}{\left|\left(\frac{v^2}{c^2}\varepsilon - 1\right)\frac{\omega^2}{v^2} - K_\rho^2\right|^2}, \qquad (9)$$

где $\sigma(\omega)$ — коэффициент поглощения.

Для близких столкновений (т. е. для столкновений с передачей в перпендикулярном направлении импульса, большего чем $K_{\rho max}$) мы приходим к формулам для столкновений свободных частиц. Простое интег-

рирование формулы (9) приводит при $v \to c$ к формуле для потерь на далекие столкновения:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi NZe^4}{mv^2} \ln \frac{K^2_{\rho max} \cdot mc^2}{4\pi NZe^2} .$$

Сшивая ее с формулой для потерь при свободных столкновениях, мы приходим к формуле для ионизационных потерь. Подробная статья, посвященная ионизационным потерям, будет опубликована в дальнейшем.

Физический институт
Академии наук Арм. ССР

Цитированная литература

1. Тер-Микаелян М. Л., ДАН СССР, 94, 1033 (1954).
2. Ландау Л. Д., Померанчук И. Я., ДАН СССР, 92, 535, 735 (1953).
3. Мигдал А. Б., см. настоящий номер журнала, стр. 665.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Л. М. АФРИКЯН

К ТЕОРИИ ОБРАЗОВАНИЯ АНТИПРОТОНОВ

Несмотря на то, что теоретическое исследование проблемы антинуклонов в настоящее время не может быть проведено сколько-нибудь последовательно, оценка эффективных сечений для процессов образования антипротонов представляется небезинтересной в связи с возможностью получения антипротонов на новых мощных ускорителях. Нами были рассмотрены в рамках зарядово-инвариантной псевдоскалярной мезонной теории следующие реакции образований антипротонов ($\tilde{p}$):

1. $\pi^- + p \to n + p + \tilde{p}$,
2. $\pi^+ + n \to p + p + \tilde{p}$,
3. $\pi^- + n \to n + n + \tilde{p}$,
4. $p + p \to p + p + p + \tilde{p}$,
5. $n + p \to n + p + p + \tilde{p}$,
6. $n + n \to n + n + p + \tilde{p}$.

Вычисление сечений производилось в первом неисчезающем приближении теории возмущений, что соответствует третьему приближению теории для процессов (1, 2, 3) и четвертому приближению теории для процессов 4, 5, 6). В указанном приближении не учитывается влияние обратной реакции собственного мезонного поля нуклона. Поэтому такое приближение может быть сколько-нибудь справедливым лишь у самого порога процессов при энергиях образующихся нуклонов (и антипротона), значительно меньших энергии возбуждения первого изобарного состояния $\Delta \approx 250$ MeV, т. е. при

$$E - E_0 \ll 2\Delta,$$

где E_0 — пороговая энергия процесса образования антипротона в системе наблюдателя.

Для процессов (1, 2, 3) — образования антипротонов π-мезонами на нуклонах –

$$E_0 = 4M - \frac{\mu^2}{2M},$$

что соответствует кинетической энергии налетающего π-мезона

$$T_0 = 4M - \mu\left(1 + \frac{\mu}{2M}\right) = 3{,}45 \text{ BeV},$$

где M — масса нуклона, μ — масса π-мезона.

Для процессов (4, 5, 6) — образования антипротонов при соударении нуклонов —

$$E_0 = 7M,$$

что соответствует кинетической энергии налетающего нуклона

$$T_0 = 6M = 5{,}6 \text{ BeV}.$$

Следует отметить, что π-мезоны с энергиями $T_0 \geqslant 3{,}45$ BeV начинают испускаться при соударении нуклонов, если кинетическая энергия налетающего нуклона (в системе, где второй нуклон неподвижен) достигает значения

$$T_{min} = 4{,}15 \text{ BeV}.$$

Поэтому образование антипротонов при соударениях нуклонов может идти через образование реальных π-мезонов с энергиями $T_0 \geqslant 3{,}45$ BeV уже при энергиях нуклонов, которые значительно меньше порога непосредственного образования антипротонов при соударении нуклонов.

В последнее время эффекты образования антипротонов при соударении нуклонов вблизи порога были рассмотрены в работах [1, 2]. При этом подсчеты сечений производились без учета взаимодействия образующихся частиц. Вследствие этого результаты [1, 2] в лучшем случае могут быть отнесены только к узкому интервалу энергий у верхней границы пороговой области; кроме того, авторы [1, 2] упустили из виду весьма важные в рассматриваемой области энергий процессы образования частиц в связанных состояниях типа дейтона. Так, в работе [2] для случая псевдоскалярной связи было получено для эффективного сечения процесса (5) (в системе центра инерции) выражение

$$\Phi(\mathrm{n, p}) = 5{,}4\cdot 10^{-29}\left(\frac{f^2}{4\pi}\right)^4\left(\frac{E-2M}{M}\right)^{7/2}\text{см}^2;$$

учет взаимодействия частиц в конечном состоянии системы приводит для эффективного сечения того же процесса к выражению

$$\Phi'(\mathrm{n, p}) = 1{,}5\cdot 10^{-29}\left(\frac{f^2}{4\pi}\right)^4\left(\frac{E-2M}{M}\right)^{5/2}\text{см}^2.$$

Наконец, в непосредственной близости к порогу могут иметь место процессы образования в конечном состоянии дейтонов по схеме*

$$\mathrm{n} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{d}^+ + \mathrm{p} + \tilde{\mathrm{p}},$$

а также не исключена возможность захвата антипротонов на дейтоноподобные «орбиты» нуклонов, например

$$\mathrm{n} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{d}^- + \mathrm{p} + \mathrm{p}.$$

Последняя возможность определяется тем, что знак константы взаимодействия нуклонов и антинуклонов для псевдоскалярного поля одинаков; поэтому можно думать, что на относительно больших расстояниях порядка радиуса π-мезонных сил взаимодействие нуклон — антинуклон аналогичо взаимодействию нуклон — нуклон. Тогда для сечения процесса образования в конечном состоянии одной пары типа дейтона имеем

$$\Phi_1(\mathrm{n, p}) = 6{,}5\cdot 10^{-31}\left(\frac{f^2}{4\pi}\right)^4\left(\frac{E-2M}{M}\right)^2\text{см}^2,$$

в то время как для процесса

$$\mathrm{n} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{d}^+ + \mathrm{d}^0$$

имеем аналогично

$$\Phi_2(\mathrm{n, p}) = 4\cdot 10^{-33}\left(\frac{f^2}{4\pi}\right)^4\left(\frac{E-2M}{M}\right)^{1/2}\text{см}^2.$$

При этом следует отметить, что время жизни антипротона в связанном дейтоноподобном состоянии $\tau \approx 10^{-21}$ сек.

Таким образом, учет взаимодействия образующихся частиц весьма существенно сказывается на абсолютной величине и энергетической зависимости поперечных сечений в области порога. Более детальному рассмотрению эффектов 1—3 и 4, 6 будет посвящена специальная статья в ЖЭТФ.

Настоящая работа проводилась под руководством В. Л. Гинзбурга, которому автор приносит свою глубокую благодарность. Автор весьма признателен также М. А. Маркову за постоянный интерес к работе и неоднократное обсуждение ее результатов.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
и
Физический институт
Академии наук Арм. ССР

Цитированная литература

1. Fox D., Phys. Rev., 94, 499 (1954).
2. Thorn R. N., Phys. Rev., 94, 501 (1954).

* В статье используются следующие обозначения: d^+ — обычный дейтон, d^- — дейтоноподобная система из нейтрона и антипротона, d^0 — дейтоноподобная система из протона и антипротона.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Д. С. ЧЕРНАВСКИЙ

АНАЛИЗ «ЗВЕЗД» ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

(Краткое содержание доклада)

В сообщении приведен анализ «звезд», образовавшихся при соударении нуклонов весьма большой энергии (порядка 10^{12} eV) с ядрами и описанных в работах Каплана.

Актуальность такого анализа обусловлена тем, что в этих «звездах» наблюдается распределение числа частиц по углам, что может быть непосредственно сопоставлено с теорией множественного образования, развитой Л. Д. Ландау. В широких атмосферных ливнях (другом источнике наших сведений о ядерных процессах при большой энергии) бóльшую роль играет распределение по углам энергии частиц, что теорией Ландау предсказывается значительно хуже.

В основу анализа положена теория Ландау, дополненная предположением о том, что столкновение нуклона с ядром эквивалентно столкновению нуклона с «трубкой» ядерного вещества и что в некоторой системе координат распределение числа частиц при этом симметрично. В результате анализа найдено, что в тех случаях, когда нуклон сталкивается с короткой «трубкой», состоящей не более чем из трех-четырех нуклонов, угловое распределение хорошо согласуется с теорией Ландау. Случаи столкновения нуклона с длинной «трубкой», состоящей из большего числа нуклонов, нуждаются в дополнительном теоретическом исследовании.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

М. И. ПОДГОРЕЦКИЙ, И. Л. РОЗЕНТАЛЬ и Д. С. ЧЕРНАВСКИЙ

О ФЛЮКТУАЦИЯХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

(Краткое содержание доклада)*

В докладе рассмотрено влияние теплового движения в процессах множественной генерации частиц. Исследование проведено в рамках теории Ферми — Ландау. Показано, что учет теплового движения приводит к увеличению вероятности того, что одна определенная частица уносит большую долю энергии первичной частицы.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Е. Л. ФЕЙНБЕРГ

ДИФФРАКЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ДЕЙТОНОВ

*(Краткое содержание доклада**)*

1. В докладе показано, что быстрые дейтоны в результате соударения с ядрами могут подвергаться не только процессам, сопровождающимся разрушением ядра мишени, и процессам «срыва» и расщепления дейтона в электрическом поле ядра, но также и особому процессу расщепления (не зависящему от электрического поля), при котором ядро испытывает лишь небольшую отдачу. Этот процесс является следствием того, что все остальные процессы, приводящие к ослаблению интенсивности первичного пучка дейтонов, вызывают диффракцию дейтонов. Получая при диффракции дополнительный импульс, дейтон может подвергаться расщеплению.

* Подробная статья опубликована в ЖЭТФ, 29, 296 (1955).
** Подробная статья опубликована в ЖЭТФ, 29, 115 (1955).

2. Из общих положений (законы сохранения, соотношение неопределенностей) следует, что этот процесс может происходить на любых ядрах для дейтонов, энергия которых превышает несколько мегаэлектронвольт.

3. Конкретные расчеты сечения произведены в предположении, что ядро абсолютно непрозрачно для нуклонов (энергия дейтона поэтому должна быть не выше 150—200 MeV) и что кулоновским полем ядра можно пренебречь (энергия дейтона соответственно должна быть не меньше нескольких десятков мегаэлектронвольт).

4. Точный вид сечения процесса зависит от вида волновой функции внутреннего движения в дейтоне. Поэтому количественный расчет производился только для той части процесса, которая связана со сравнительно далекими пролетами, когда необходимо пользоваться лишь волновой функцией дейтона на расстояниях, превышающих радиус действия ядерных сил, где эта функция известна.

5. Расчет, произведенный совместно с А. И. Алиевым, показал, что полное сечение этой части процесса такое же, как для процесса «срыва», и не зависит от энергии дейтона. Продукты расщепления вылетают примерно с таким же распределением по углам и по энергиям, как в процессах «срыва». Поэтому на опыте процесс может быть обнаружен лишь в эксперименте, в котором производится наблюдение одновременного вылета протона и нейтрона. При обычно производившихся до сих пор наблюдениях «срыва» продукты диффракционного расщепления не отделимы от продуктов «срыва». С этим, быть может, связано наблюдавшееся превышение измеренного сечения «срыва» над сечением, оцененным теоретически.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

И. С. ШАПИРО

ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ ПРИ РАСПАДЕ ТЯЖЕЛЫХ МЕЗОНОВ

(Краткое содержание доклада)*

1. В докладе кратко сформулированы правила отбора по четности и моменту количества движения для случая распада на два и три бозона с нулевыми спинами.

2. На основании правил отбора по четности и моменту проанализированы схемы распада $\tau^{\pm}$-мезонов и θ^0-частицы с целью установления необходимых условий, при которых указанные частицы образуют изотопический триплет. Показано, что образование такого триплета может иметь место лишь в случае, если спины перечисленных частиц $\geqslant 1$.

3. Исходя из предположения о равенстве изотопического и обычного спинов единице, проанализированы теоретически мыслимые пути распада $\tau^{\pm}$-мезонов и θ^0-частицы, могущие конкурировать с ныне известными.

4. На основании изложенного проведено обсуждение вопроса о возможности тождества между θ-, χ- и $\varkappa$-мезонами.

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Ю. М. ШИРОКОВ

К ВОПРОСУ О СУЩЕСТВОВАНИИ АНТИНУКЛОНОВ

*(Краткое содержание доклада**)*

Принято считать, что современная теория с необходимостью предсказывает существование антинуклонов. Однако это предсказание основано на излишне жестких (достаточных, но не необходимых) условиях релятивистской инвариантности.

Если же использовать необходимые и достаточные условия релятивистской инвариантности, то оказывается, что для частицы со спином 1/2, кроме уравнения Дирака, существует еще одно уравнение с двухкомпонентной волновой функцией. Для частиц, описываемых этим последним уравнением, существование античастиц не является обязательным. Поэтому вопрос о существовании антинуклонов с точки зрения теории следует считать открытым.

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

---

* Подробная статья опубликована в ЖЭТФ, 27, 257 (1954).
** Подробная статья опубликована в ДАН, 99, 737 (1954).

А. Б. МИГДАЛ

ВЛИЯНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ОБРАЗОВАНИЕ ПАР

(Краткое содержание доклада)*

1. Для тормозного излучения и образования пар при больших энергиях существенно поведение электрона на макроскопических расстояниях от ядра. Поэтому, как показали Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчук, в конденсированных средах многократное рассеяние влияет на образование пар и тормозное излучение. Ландау и Померанчук дали оценку сечения указанных процессов при сверхвысоких энергиях.

2. Нами получено при помощи классического кинетического уравнения количественное решение задачи о тормозном излучении мягких квантов с учетом многократного рассеяния.

3. Найдено квантовое кинетическое уравнение для многократного рассеяния, которое позволяет получить количественное решение задач о тормозном излучении произвольных квантов и об образовании пар в конденсированной среде при произвольных энергиях.

Для достаточно разреженной среды полученные результаты переходят в известные формулы Бете — Гайтлера.

Академия наук СССР

И. И. ГОЛЬДМАН и С. А. ХЕЙФЕЦ

ОБ ОСТАНОВКЕ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ

(Краткое содержание доклада)

1. Отрицательно заряженные (отрицательные) нестабильные частицы могут либо захватываться ядрами тормозящего вещества, либо претерпевать распад. Чтобы определить относительную вероятность того или иного процесса, необходимо знать время замедления частиц. Значительная доля времени замедления приходится на область скоростей, которые много меньше скоростей валентных электронов, т. е. на ту область, где обычная формула ионизационных потерь Бете-Блоха не применима. Для нахождения времени замедления частицы нами были исследованы механизмы потерь энергии в области малых скоростей.

2. Движение тяжелого мезона вследствие большой величины его массы является классическим в широком интервале энергий. Поэтому во всей представляющей интерес области скоростей мезона к его движению применимы классические понятия траектории, прицельного параметра и т. п.

3. Механизмы потерь энергии положительными (положительно заряженными) и отрицательными частицами совершенно различны. Отрицательный медленный мезон или гиперон даже при движении с большим прицельным параметром вследствие сильного притяжения ядром подходит к нему на сравнительно малое расстояние. При этом он может приобрести значительную скорость, что приводит к заметным потерям энергии. В отличие от этого положительный мезон не проникает в центральную область атома и теряет энергию почти исключительно в результате упругих соударений с атомами.

4. В различных интервалах энергии, а также для веществ с различными атомными номерами существенными оказываются те или иные процессы потерь. В работе подробно рассмотрены потери энергии для следующих процессов: а) упругие соударения, б) неупругие соударения с атомами и в) излучение. Кроме того, изучен вопрос о захвате отрицательных частиц на одну из атомных оболочек.

Физический институт
Академии наук Арм. ССР

---

* Подробная статья опубликована в ДАН СССР, 96, 49 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Н. А. ДОБРОТИН, Г. Т. ЗАЦЕПИН, С. И. НИКОЛЬСКИЙ,
Л. И. САРЫЧЕВА и Г. Б. ХРИСТИАНСЕН

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ И СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ С НУКЛОНАМИ И АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

Исследование взаимодействия частиц высоких и сверхвысоких энергий с нуклонами и атомными ядрами привело к ряду крупных открытий, в частности к доказательству существования множественного образования частиц, ядерно-каскадного процесса и ряда других явлений. Можно ожидать, что здесь наиболее ярко проявят себя параметры, характеризующие внутренние свойства нуклонов и других «элементарных» частиц.

В связи с тем, что терминология в отношении обозначения различных областей энергий частиц, встречающихся в космических лучах, не установилась, мы считаем полезным сделать следующую оговорку: в дальнейшем мы будем называть малыми энергиями энергии до $3\cdot10^9$eV, в этом интервале для ядерноактивных частиц основную роль играют потери энергии на образование обычных ядерных расщеплений («звезд») и ионизацию атомов среды; к области умеренных энергий мы будем относить энергетический интервал $3\cdot10^9\div2\cdot10^{10}$ eV, т. е. тот интервал энергий, который можно изучать по отклоняющему действию на заряженные частицы магнитного поля Земли; к высоким энергиям удобно относить область $2\cdot10^{10}\div10^{13}$ eV, в которой можно изучать элементарные акты взаимодействия при помощи эмульсионной техники и отчасти при помощи камер Вильсона; и, наконец, сверхвысокими энергиями мы будем называть энергии свыше 10^{13}eV, где до настоящего времени основным источником наших сведений о взаимодействиях частиц остаются широкие атмосферные ливни.

При изучении явлений, вызываемых частицами высоких энергий, особый интерес представляет изучение так называемых «струй»: это наблюдаемые в фотоэмульсиях ливни, которые содержат сравнительно большое число релятивистских частиц (вплоть до 40), сосредоточенных в очень узком конусе (это говорит о высокой энергии первичной частицы) и малое число сильно ионизующих частиц (от 0 до 5).

С изучением «струй» связан важный вопрос: образуются они при взаимодействии нуклона с нуклоном или нуклона с колонкой нуклонов, расположенных в ядре на пути налетающего нуклона (с «трубкой»), или даже со всем ядром. Изучению и интерпретации «струй» посвящен целый ряд работ, опубликованных за последнее время (1953—1954 гг. [1—9]).

В большинстве этих работ авторы, основываясь на малом числе сильно ионизующих частиц, интерпретировали «струи» как результат взаимодействия первичного нуклона с периферийным нуклоном ядра или с ядром водорода. Исходя из этой картины, можно получить данные о таких основных характеристиках элементарного акта взаимодействия, как зависимость числа вторичных частиц от энергии первичной частицы, угловое и энергетическое распределение вторичных частиц и их состав. В других работах [5, 6] было высказано предположение, что «струи» образуются при взаимодействии первичного нуклона не с одним нуклоном ядра,

а с целой группой нуклонов, сосредоточенных в «трубке», вырезаемой в ядре налетающим нуклоном. При этом принималось (что в некоторой степени можно оправдать соответствующими расчетами), что поперечный импульс, передаваемый налетающим нуклоном ядру, мал и потому ядро возбуждается сравнительно слабо; в нем происходит лишь перестройка, приводящая к вылету небольшого числа сильно ионизующих частиц.

Вопрос о том, можно ли рассматривать взаимодействие нуклона с нуклоном в ядре как ряд независимых последовательных столкновений или правильнее рассматривать столкновение нуклона с системой нуклонов, расположенных на его пути, как одновременное взаимодействие с «трубкой» ядерного вещества, был подробно освещен в работе И. Л. Розенталя и Д. С. Чернавского [10]. Проведенный ими анализ показывает, что при умеренных энергиях частиц нельзя исключить возможность расчленения акта столкновения на ряд последовательных взаимодействий налетающего нуклона с нуклонами ядра. При высоких энергиях частиц более соответствующим действительности является, повидимому, второе предположение.

Имеющиеся экспериментальные данные о зависимости числа ливневых частиц от атомного веса ядер, при взаимодействии с которыми образовались ливни из релятивистских частиц, в общем подтверждают этот вывод. Наиболее обстоятельные результаты получены группой Каплона [11]. В этих опытах применялись толстослойные фотоэмульсии, разделенные металлическими пластинками. Определялась зависимость числа N_s вторичных релятивистских частиц (образованных при определенной энергии первичной частицы) от атомного веса A ядра, при взаимодействии с которым образовались эти частицы. По данным Каплона и др. при энергии первичной частицы порядка $5 \cdot 10^{12}$ eV среднее число вторичных релятивистских частиц, образованных на ядрах, в свинце равно 24, в латуни 18, в серебре и броме 14, в легких элементах (N, O, C) 14. Полученная на опыте слабая зависимость числа вторичных частиц от атомного номера ядра мишени лучше согласуется с представлением о взаимодействии нуклона с колонкой ядерного вещества, чем с представлением о внутриядерном каскадном процессе, так как при взаимодействии с целой колонкой N_s будет пропорционально $A^{0,2}$ [12], а при последовательном взаимодействии с отдельными нуклонами в колонке $N_s \sim 2^{A^{1/3}}$ [10].

Большой интерес представляет изучение зависимости числа вторичных ливневых частиц N_s от энергии E_0 первичной частицы, так как эти данные позволяют сделать выбор между различными теориями элементарного акта образования вторичных частиц (в теории Оппенгеймера — Льюиса $N_s \sim E^{1/3}$, в теории Гейзенберга $N_s \sim E_0^{1/2}$, у Ферми — Ландау $N_s \sim E_0^{1/4}$).

Для области высоких энергий данные, полученные при помощи фотопластинок, показывают, что при одной и той же энергии генерирующего нуклона образуются «струи», содержащие различное число частиц (число частиц в различных «струях» может отличаться одно от другого в семь раз).

По этой причине становится трудно выяснить точную зависимость $N_s(E_0)$. Заметим, что наличие такого сильного разброса само по себе еще не противоречит теории Ферми — Ландау, так как при образовании «струи» налетающие нуклоны могут взаимодействовать с ядерным веществом, заключенным в «трубках» различной длины. Нужно также учитывать возможность флюктуаций при взаимодействии с ядерным веществом в «трубке» заданной длины и далеких периферических столкновений, рассмотренных в работе Е. Л. Фейнберга и Д. С. Чернавского [13].

Некоторые авторы [1, 3, 7] считают возможным разбить наблюденные ими «струи» на два класса, один из которых удовлетворительно описывается зависимостью $N_s \sim E_0^n$ с показателем $n = 1/4$, а другой той же за-

висимостью, но с показателем $n = 1/2$. Однако вывод этот далеко еще не является окончательным.

Весьма существенное значение для выяснения характера взаимодействия частиц при высоких и сверхвысоких энергиях имеет изучение углового распределения частиц в системе центра инерций в (Ц-системе) и установление зависимости между их энергией и углом вылета. Угловое распределение потоков вторичных частиц в Ц-системе можно получить из данных фотопластинок в предположении о симметрии направлений вылета частиц относительно экваториальной плоскости столкновения.

Тем не менее, до сих пор этот вопрос еще не получил однозначного решения. В ряде работ по изучению столкновений при энергии порядка 10^{13}eV получается заметная анизотропия [14] в Ц-системе. Вместе с тем в некоторых работах, выполненных при помощи фотопластинок и относящихся к изучению области высоких энергий, делается вывод, что угловое распределение вторичных частиц в Ц-системе является изотропным или квазиизотропным [7]. Представляется весьма вероятным, что эти расхождения обусловлены тем, что столкновения относятся к несколько различным интервалам энергий. Изучить угловое распределение потоков энергии вторичных частиц, образованных в «струях», методом фотопластинок пока не удается из-за трудностей в определении энергий ультрарелятивистских частиц по их рассеянию.

Обратимся теперь к рассмотрению вопроса о характеристиках актов взаимодействия частиц при высоких и сверхвысоких энергиях, полученных по данным о широких атмосферных ливнях. За последние годы (1944—1954 гг.) накоплен богатый экспериментальный материал, не оставляющий сомнения в том, что широкие атмосферные ливни нельзя интерпретировать просто как гигантские электронно-фотонные лавины, развивающиеся в атмосфере от первичных частиц сверхвысокой энергии. Самые основные характеристики широкого ливня (его развитие в глубь атмосферы и в поперечном направлении) отличаются от аналогичных характеристик электронно-фотонных лавин. Так, поглощение потоков ливневых частиц в атмосфере согласно электромагнитной каскадной теории происходит по закону $e^{-\lambda(s)t}$, где s — функция полной энергии ливня E_0. Например, потоки частиц в ливнях с энергией $E_0 \sim 3 \cdot 10^{14}$ eV и $E_0 \sim$ $\sim 6 \cdot 10^{15}$ eV поглощаются в атмосфере от высоты гор до уровня моря соответственно в 14 и 5,5 раз. Согласно же экспериментальным данным их поглощение приблизительно одинаково.

Ход функции пространственного распределения ливневых частиц на больших расстояниях от оси ливня также оказывается аномальным: пространственное распределение частиц шире, чем для чистых электронно-фотонных лавин.

Весьма существенную роль в картине развития ливня играют аномалии, связанные с наличием в ливнях большого числа проникающих частиц не электронно-фотонной природы. Опыты, проведенные в нашей лаборатории [15, 16], показали, что доля проникающих частиц растет с увеличением расстояния от оси ливня и на периферии ливней достигает значений 40—60 %. В целом на уровне моря проникающие частицы составляют до 10 % от полного числа частиц в ливне [16]. Поскольку средняя энергия их по крайней мере на порядок выше средней энергии частиц электронно-фотонной компоненты ливня, то суммарная энергия, несомая проникающими частицами, превышает суммарную энергию электронно-фотонной компоненты ливня.

В связи с наличием этих противоречий между экспериментальными результатами и выводами каскадной теории, а также на основании анализа свойств электронно-ядерных ливней в 1948 г. была предложена новая, ядерно-каскадная схема развития ливней [17]. Эта схема, исходящая из определяющей роли ядерных процессов в развитии широких ливней,

позволяет рассматривать ливень состоящим из двух частей: лавины ядерно-активных частиц, являющейся как бы скелетом ливня, и электронно-фотонной лавины, черпающей энергию (через π^0-мезоны) от ядерно-активных частиц на всем пути ливня в атмосфере. Ядерно-каскадная картина развития широкого атмосферного ливня является в настоящее время основной руководящей идеей наших исследований.

Роль ядерно-каскадного процесса могла бы быть разной на различных стадиях развития ливня в зависимости от особенностей элементарного акта, лежащего в его основе, и эффективного «порога» для образования электронно-ядерных ливней. Однако непосредственное экспериментальное исследование состава проникающей компоненты широких атмосферных ливней на уровне моря показывает, что даже на поздних стадиях развития ливня доля ядерно-активных частиц (т. е. проникающих частиц, создающих электронно-ядерные ливни) в нем во всяком случае не убывает, и, таким образом, ядерно-каскадный процесс является определяющим на всех изучаемых стадиях развития ливня.

Экспериментальные методы исследования позволяют в настоящее время проводить количественное изучение ядерно-каскадного процесса. Поэтому в последнее время возникла необходимость в теоретическом расчете ядерно-каскадного процесса при различных предположениях о модели элементарного акта. Сопоставление экспериментальных и теоретических характеристик ядерно-каскадного процесса позволило бы при наличии такого расчета произвести выбор между различными моделями элементарного акта. Такой общий метод теоретического расчета ядерно-каскадного процесса был недавно разработан независимо несколькими авторами [18] («обобщенный метод последовательных поколений»). Результаты применения этого метода будут рассмотрены ниже.

Наиболее точным методом экспериментального исследования широких атмосферных ливней является быстро развивающийся в последние годы метод «коррелированных годоскопов». Идея этого метода была впервые использована при изучении широких атмосферных ливней в Памирской экспедиции 1950 г. [15]. Сущность наиболее совершенного варианта этого метода заключается в воспроизведении действительной картины распределения плотностей потоков частиц ливня практически непрерывно на протяжении достаточно большой области сечения ливня, охватывающей и его ось. Название «метод коррелированных годоскопов» объясняется тем, что в качестве индикаторов плотностей потоков частиц используются группы счетчиков, включенных в годоскопы, срабатывающие одновременно в момент прохождения широкого атмосферного ливня.

Очевидно, что, применяя метод коррелированных годоскопов, можно с хорошей точностью идентифицировать каждый регистрируемый ливень, т. е. определять местоположение оси и число частиц в ливне, так как обе эти характеристики легко получаются путем непосредственного рассмотрения наблюдаемой картины распределения плотностей потоков частиц. Необходимо отметить, что метод коррелированных годоскопов позволяет проводить изучение структуры ливней на расстояниях от оси ливня от десятков сантиметров до километра, причем число частиц в этих ливнях может различаться на несколько порядков.

Используя изложенный метод, мы в течение 1950—1953 гг. произвели детальное исследование структуры широких атмосферных ливней путем изучения пространственного распределения плотностей потоков частиц различной природы. Эти исследования проводились нами в атмосфере — на высоте Памира (порядка 4000 м) и в Москве (150 м над уровнем моря).

Схема расположения счетчиков в памирской установке 1952 г. представлена на рис. 1 [19]. Всего установка содержала более 1500 годоскопических счетчиков, разбитых на 22 группы. Большинство групп состояло из 48 счетчиков. Площадь счетчиков в пределах одной группы была различной. Плотность ливневых частиц в данном месте определялась с точ-

ностью до 30% по числу сработавших счетчиков в определенной группе. Ошибка в определении места прохождения оси ливня, основанном на картине прохождения ливня через все группы счетчиков, была около 1 м. На рис. 2 представлено найденное пространственное распределение частиц для одного индивидуального ливня.

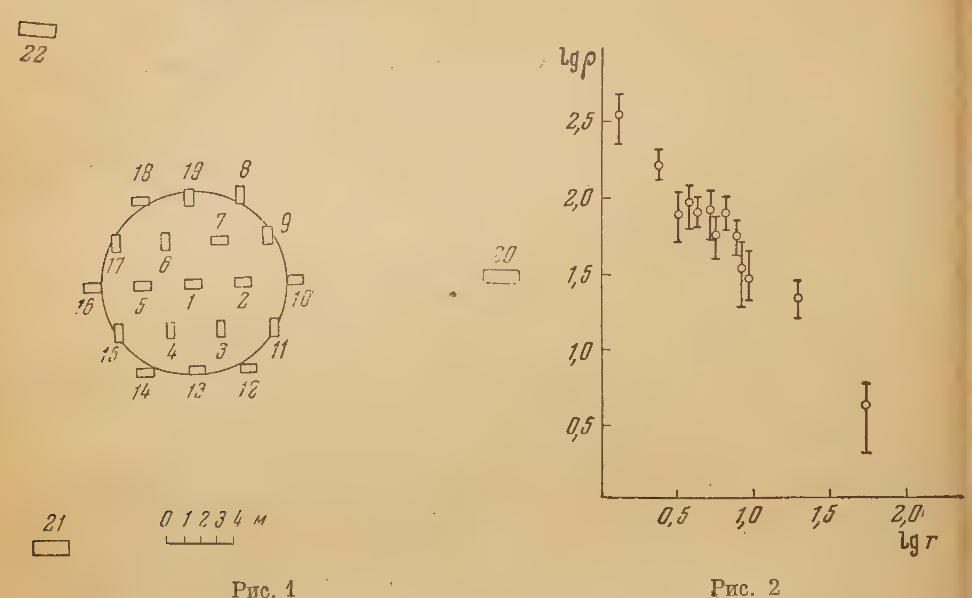


Рис. 1 Рис. 2

Рис. 1. Схема расположения групп годоскопических счетчиков

Рис. 2. Пространственное распределение плотностей потоков частиц $\rho(r)$ для одного индивидуального ливня

Согласно полученным нами данным [19,15] пространственное распределение плотностей потоков всех ливневых частиц $\rho(r)$ на высоте гор имеет вид $\frac{1}{\sqrt{r}}$ при расстояниях от оси ливня $20 < r < 100$ см, переходящий в закон $\frac{1}{r} \cdot e^{-r/80}$ при расстояниях $2 < r < 100$ м и далее в закон $\frac{1}{r^3}$ и $r > 160$ м. При этом оказалось, что пространственное распределение, по крайней мере на расстояниях $2 < r < 10$ м, нечувствительно к изменению энергии первичной частицы, генерирующей ливень. Так, при изменении этой энергии в десятки раз пространственное распределение на этих расстояниях описывается законом $\frac{1}{r^{0,65 \pm 0,05}}$ независимо от энергии ливня. Представленные на рис. 3 данные, полученные нами для пространственного распределения частиц в ливнях, образованных первичными частицами с разными энергиями, хорошо укладываются на одну общую кривую. Треугольники соответствуют ливням с полным числом частиц $N = 2 \cdot 10^4$ ($E_0 \sim 5 \cdot 10^{13}$ eV), точки — ливням с $N = 7 \cdot 10^4$ ($E_0 \sim$ $\sim 1 \div 2 \cdot 10^{14}$ eV) и крестики — ливням с $N = 6 \cdot 10^5$ ($E_0 \sim 10^{15}$ eV). В точке, соответствующей $r = 9$ м, данные совмещены.

На уровне моря пространственное распределение всех ливневых частиц описывается законом $\frac{1}{r}$ при расстояниях порядка метров и законом $\frac{1}{r} e^{-r/55}$ при расстояниях порядка десятков метров [20], переходящим в $\frac{1}{r^{2,6}}$ при r порядка сотен метров [21]; это распределение также нечувствительно к изменению энергии ливня. Кроме того, нетрудно видеть, что пространственное распределение в центральных областях ливня как

на высоте гор, так и на уровне моря будет выражаться одним и тем же законом, если за единицу измерения длины принять одну t-единицу, вводимую в электромагнитной каскадной теории.

Далее нами было проведено исследование пространственного распределения проникающих частиц (причем отдельно ядерно-активных и ядерно-пассивных частиц) в центральных областях широкого атмосферного ливня и на его периферии, т. е. на расстояниях порядка сотен метров от его оси. Плотность потоков ядерно-активных частиц распределена по закону $\frac{1}{r}$ на расстояниях от оси, $2 \div 20$ м как на высоте гор, так и на уровне моря [20,22]. Распределение потока энергии ядерно-активных частиц оказывается, согласно нашим качественным данным, еще более резким. Наблюдаемый резкий полюс в пространственном распределении ядерно-активной компоненты свидетельствует о том, что даже на уровне моря в стволе ливня идут ядерно-активные частицы высоких энергий, причем их относительное количество по отношению к полному числу частиц остается неизменным на разных высотах.

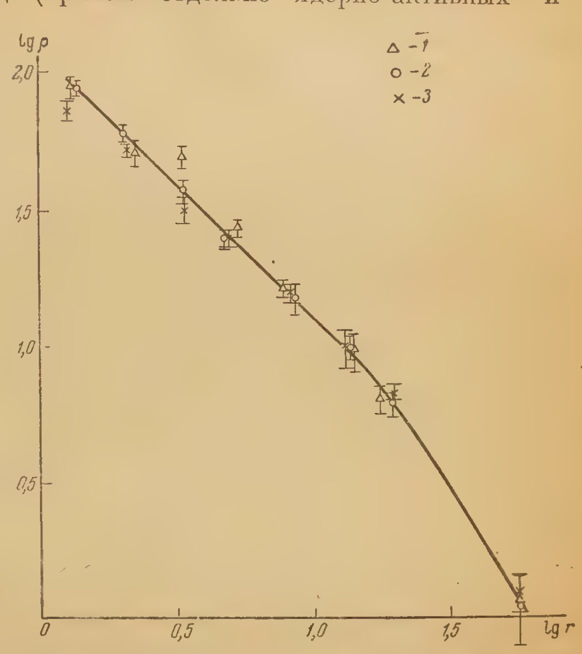


Рис. 3. Пространственное распределение плотностей потоков частиц $\rho(r)$ в ливнях для трех значений энергий первичной частицы: *1* — $E_0 \approx 5 \cdot 10^{13}$ eV, *2* — $E_0 \approx 1 \div 2 \cdot 10^{14}$ eV, *3* — $E_0 \approx 10^{15}$ eV

Приведенные нами экспериментальные данные о структуре широкого атмосферного ливня позволяют сделать ряд важных заключений об особенностях элементарного акта взаимодействия при высоких и сверхвысоких энергиях частиц. Рассмотрим в первую очередь вопрос об угловом распределении частиц, образованных в элементарном акте взаимодействия, в связи с наблюдаемым видом распределения электронно-фотонной компоненты ливня. Энергетический спектр электронно-фотонной компоненты широкого атмосферного ливня на высоте гор (в том числе и при ядерно-каскадном механизме развития ливня) должен соответствовать спектру электронно-фотонной лавины, находящейся недалеко за максимумом своего развития ($s \geqslant 1$). Согласно экспериментальным данным пространственное распределение электронов в ливне имеет вид примерно $\frac{1}{r}$ при $2 < r < 10$ м. Такое пространственное распределение частиц в электронно-фотонных ливнях вблизи максимума развития ливня можно полностью объяснить лишь многократным рассеянием электронов.

Таким образом, расхождение частиц, обусловленное ядерными процессами, не сказывается на пространственном распределении электронов в ливне. Отсюда следует, что углы между частицами, образующимися при ядерных столкновениях, малы. Если предположить, что число частиц в ливне пропорционально энергии генерирующей частицы, то из приведенных выше данных о распределении плотности ливневых частиц можно заключить, что плотность потока энергии частиц, возникающих в первом акте взаимодействия протона, создающего ливень, убывает быстрее, чем

θ^{-1}, где угол $\theta > \delta$ $\left(\delta = \frac{r_\delta}{H}\right.$, где r_δ — минимальное расстояние, начиная с которого справедлив закон $\frac{1}{r}$, а B — путь, проходимый вторичными частицами от места их образования до уровня наблюдения$\left.\right)$. Полагая (на основании описанных выше опытов) $r_\delta = 2$ м и принимая для наших условий $H = 1{,}5 \cdot 10^4$ м, получаем $\delta \leqslant 1{,}7 \cdot 10^4$.

Если считать, что энергия первичного нуклона $E_0 = 10^{14}$ eV, а масса покоящейся частицы M равна массе колонки нуклонов, с которыми сталкивается первичный нуклон в ядре атома в воздухе, то получим, что в Ц-системе $\delta_ц = 2°,2$. В предположении, что масса M равна массе одного нуклона, получим $\delta_ц = 4°$. Таким образом, для вторичных частиц, образованных первичной частицей с энергией 10^{14} eV и больше, плотность потока энергии спадает с увеличением угла разлета (начиная с углов $\delta_ц \leqslant 4°$) быстрее, чем θ^{-1}. Такая зависимость означает наличие резко выраженной асимметрии в разлете вторичных частиц в Ц-системе. Этот вывод находится в прямом противоречии с теорией Ферми [23]. Лобовые соударения, рассмотренные Ферми, приводят к изотропному распределению частиц в системе центра инерции. Учет столкновений с конечным параметром удара дает некоторую преимущественную направленность «вперед — назад». Однако, как показали И. Л. Розенталь и Д. С. Чернавский [10], убывание плотности потока энергии вплоть до углов, соответствующих примерно $r \sim 9$ м, по теории Ферми идет медленнее, чем θ^{-1}. Таким образом, даже с учетом нецентральных соударений теория Ферми противоречит экспериментальным данным. Согласно теории Ландау [24] в Ц-системе должна иметь место резко выраженная концентрация плотности потока энергии вблизи оси столкновения. Плотность потока энергии растет с уменьшением угла между направлением вылета и осью столкновения $\left(\right.$вплоть до очень малых углов порядка $\delta_ц = \left(\frac{2}{\gamma_ц}\right)^{0,8}\left.\right)$ быстрее, чем θ^{-1} (область углов, внутри которой плотность потока энергии постоянна, примерно обратно пропорциональна энергии сталкивающихся нуклонов в Ц-системе). Для ливня, образованного первичной частицей с энергией порядка 10^{14} eV в Ц-системе, начиная с угла $\delta_ц = 1°,3$, уменьшение плотности потока энергии идет быстрее, чем $\theta_ц^{-1}$, а, начиная с угла $\theta_ц = 4°,5$, спад идет быстрее, чем $\theta_ц^{-2}$.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные еще не настолько полны, чтобы можно было провести количественное сравнение с опытом выводов теории Ландау об угловом распределении частиц в элементарном акте. Однако из указанного выше ясно, что она гораздо больше соответствует истинной картине элементарного акта взаимодействия частиц при сверхвысоких энергиях, чем теория Ферми.

Анализ полученных нами данных по широким атмосферным ливням позволяет, кроме того, сделать определенные выводы о характере дробления энергии между частицами в результате элементарного акта взаимодействия. В области умеренных энергий этот вопрос в первом приближении решен обстоятельными исследованиями Н. Л. Григорова [25]. Григоров детально проанализировал полученные им на разных широтах данные по переходному эффекту мягкой компоненты в стратосфере и по «толчкам» в ионизационных камерах. Этот анализ убедительно показал, что первичные протоны с энергией порядка 10^{10}eV передают мезонам и медленным вторичным нуклонам, образованным в одном акте ядерного взаимодействия, только примерно 30% своей энергии. Основная же доля энергии первичной частицы (около 70%) сохраняется за одним нуклоном (который в акте взаимодействия может испытать перезарядку).

Существенные сведения о распределении энергии в элементарном

акте взаимодействия при больших энергиях, примерно до 10^{12} eV, могут быть получены из анализа высотного хода ядерно-активной компоненты таких энергий, как это было сделано ранее для области умеренных энергий [26]. Опыты по исследованию поглощения потока ядерно-активных частиц с энергией порядка 10^{12} eV были проведены в 1952 г. [27]. Для определения высотного хода выбирались ливни, которые следует приписать частицамс энергией около 10^{12} eV. Оказалось, что пробег для поглощения таких частиц* составляет величину $\frac{1}{\mu} = (112 \pm 11)$ г/см$^{-2}$.

Пробег для поглощения ядерно-активных частиц меньших энергий (10^{10}—10^{11} eV), определенный при помощи установки, применявшейся в [27], в согласии с результатами многочисленных измерений этой величины другими авторами, оказался равным $\frac{1}{\mu} = (131 \pm 3)$ г см$^{-2}$.

Для получения сведений об элементарном акте при рассматриваемых энергиях экспериментальные значения для пробега поглощения надо сопоставить со значениями для пробега взаимодействия тех же ядерно-активных частиц в веществах с атомным номером, близким к средней величине атомного номера в воздухе**.

Как известно, коэффициент поглощения μ и коэффициент взаимодействия μ_0 связаны между собой следующим соотношением:

$$\mu = \mu_0 [1 - \Delta (E)].$$

При степенном виде спектра ядерно-активных частиц величина Δ, как можно показать [30], определяется следующим выражением:

$$\Delta (E) = \int_0^1 U^{\gamma} f_E (U) \, dU,$$

где $f_E (U) \, dU$ — вероятность образования вторичной частицы с энергией E, составляющей долю U от энергии первичной; γ — показатель степени в энергетическом спектре ядерно-активных частиц. Из приведенных экспериментальных данных видно, что величина Δ очень слабо зависит от энергии первичной частицы: при $E \sim 10^{10}$ eV $\Delta = 0{,}5 \pm 5{,}05$ и при $E \sim 10^{12}$ eV $\Delta = 0{,}4 \pm 0{,}06$. Как уже отмечалось [31], для области энергий порядка 10^{10} eV при взаимодействиях нуклонов с легкими атомными ядрами $^2/_3$ энергии первичной частицы уносится одним нуклоном. Из этого факта, что Δ при переходе от $E \sim 10^{10}$ eV к $E \sim 10^{12}$ eV почти не меняется, естественно заключить, что и в области энергий порядка 10^{12} eV основная доля энергии первичной частицы также уносится одним нуклоном.

Источником сведений о распределении энергии в элементарном акте взаимодействия при сверхвысоких энергиях являются широкие атмосферные ливни. Если известна полная энергия ливня E_0 и максимальная энергия ядерно-активных частиц E на уровне, где производится наблюдение ливня, то, обозначая через α долю энергии, уносимую одним из нуклонов в элементарном взаимодействии, получим

$$\alpha^l = \frac{E}{E_0}, \tag{1}$$

---

* Данные о пробеге поглощения для частиц с энергией 10^{12} eV, полученные в работе [28] методом эмульсионных камер ($\frac{1}{\mu} = 120$ г см$^{-2}$) в стратосфере, во всяком случае не противоречат этим результатам.

** Таким веществом является, например, углерод, для которого, согласно опытам [29], $\frac{1}{\mu_0} = (70 \pm 5)$ г см$^{-2}$.

где l — число пробегов для взаимодействия от границы атмосферы до уровня наблюдения.

Оценка максимальной энергии ядерно-активных частиц широкого атмосферного ливня вблизи уровня моря может быть дана на основе вида пространственного распределения ливневых частиц вблизи оси ливня. Как следует из наших данных, приведенных выше, плотность потока ливневых частиц на уровне моря растет по закону $\frac{1}{r}$ вплоть до расстояний порядка 1 м. Тот факт, что рост плотности потока частиц не замедляется вплоть до расстояний порядка 1 м от оси, означает, что в результате ядерных взаимодействий вблизи уровня моря возникают (через посредство π^0-мезонов и фотонов) электроны с энергией примерно до $5 \cdot 10^9$ eV *. Отсюда можно оценить, что энергия ядерно-активных частиц, генерирующих электронную компоненту в центральных областях ливня, должна быть больше 10^{11} eV.

Как упоминалось выше, пространственное роспределение типа $\frac{1}{r}$ до $r \sim 1$ м получено на уровне моря для ливней с энергией $E \gtrsim 10^{14}$ eV. Таким образом, подставляя в формулу (1) $E \sim 10^{11}$ eV, $E_0 \sim 10^{14}$ eV и $l \sim 15$, получаем $\alpha = 0{,}6$.

Высокая степень концентрации энергии на одной вторичной частице, как и данные об угловом распределении, не могут быть согласованы с основными выводами теории Ферми. Как известно по теории Ферми, сталкивающиеся нуклоны образуют единую систему, в которой устанавливается статистическое равновесие. Образование вторичных частиц за счет распада этой системы определяется статистическими весами возможных состояний. Даже без дальнейших рассмотрений ясно, что такой механизм элементарного акта не может дать концентрации большой части энергии на одной частице и независимость от энергии коэффициента поглощения частиц. Несколько иное положение имеет место в развитой Ландау гидродинамической теории взаимодействия частиц при сверхвысокой энергии частиц. Проведенное Ландау рассмотрение гидродинамической картины столкновения двух нуклонов показывает, что значительная доля энергии первичной частицы концентрируется на малом числе вторичных частиц. Необходимо, однако, оговориться, что существующие формулы теории Ландау становятся неприменимыми в случае приближения энергии вторичных частиц к энергии первичной. Поэтому нами при вычислениях была произведена плавная экстраполяция энергетического спектра в область наибольших энергий вторичных частиц.

Полученные таким образом кривые энергетических спектров были использованы для расчета высотного хода ядерно-активной компоненты с $E > 10^{12}$ eV методом «последовательных поколений». При этом оказалось, что результаты расчета не согласуются с экспериментальными данными. Так, для глубины в атмосфере, соответствующей поверхностной плотности 100 г см$^{-2}$, теоретическое значение пробега для поглощения $\frac{1}{\mu}$ получается равным 83 г см$^{-2}$, а для глубины, соответствующей 800 г см$^{-2}$, $\frac{1}{\mu} = 74$ г см$^{-2}$. В противоположность этому из приводившихся уже данных работы [27] (а также из данных Каплона и др.) получается, что $\frac{1}{\mu} = 115 \div 120$ г см$^{-2}$. Расчетное значение Δ в формуле $\mu = \mu_0 (1 - \Delta)$ не превышает 0,25 и быстро убывает с увеличением глубины в атмосфере. В действительности же, как мы видели выше, Δ слабо зависит от высоты места наблюдения, оставаясь равным $0{,}5 \div 0{,}4$

* Электроны с такой энергией, согласно теории многократного рассеяния, преобладают на расстояниях от оси ливня порядка 1 м.

Для того чтобы теоретическое значение коэффициента поглощения [сов]пало с экспериментальным, необходимо принять еще бо́льшую концентра[ц]ию энергии на малом числе частиц, чем это было принято в наших рас[ч]етах на основании теории Ландау. Возможно, однако, что это несоот[в]етствие объясняется не недостатками самой теории, а неточностью расчетов [э]нергетических спектров по Ландау.

Подводя итоги, следует сказать, что проведенные исследования позво[л]или установить следующие характеристики элементарного акта взаимо[д]ействия частиц при высоких и сверхвысоких энергиях: 1) в системе [ц]ентра инерции угловое распределение вторичных частиц, образовавших[с]я при высоких и сверхвысоких энергиях взаимодействующих частиц, [я]вляется резко анизотропным; 2) основная доля энергии первичной [ч]астицы концентрируется на одном или очень малом числе нуклонов не [т]олько при умеренных энергиях, но и при энергиях по крайней мере до 10^{12} eV.

В заключение следует сделать ряд замечаний о направлении дальней[ш]их исследований. Приведенные выше экспериментальные данные по широким атмосферным ливням говорят о том, что структура центральных [о]бластей широких ливней не только на уровне моря, но даже и на высоте [г]ор существенно определяется процессами взаимодействия при высоких [э]нргиях порядка 10^{11} — 10^{12} eV (а не процессами в области сверхвысоких энергий).

Таким образом, проявление происходящих в атмосфере процессов, характерных для области сверхвысоких энергий, следует, повидимому, искать на более ранних стадиях развития ливня, т. е. на больших высотах.

С другой стороны, в изучении этих процессов может помочь исследование в ливне ядерно-активных частиц и μ-мезонов высокой энергии. Изучая, например, распределение по энергиям ядерно-активных частиц в стволе ливня, можно было бы сделать заключение о специфике процессов при энергиях, бо́льших 10^{11}—10^{12} eV.

Отметим также, что изучение потоков ядерно-активных частиц, идущих в стволе на различных глубинах в атмосфере, т. е. изучение ядерного каскада в стволе, является единственной возможностью для проверки теории Ландау как раз в той области энергий $E > 10^{12}$ eV, где она заведомо применима. В то же время большое значение имеет дальнейшее развитие исследований деталей картины взаимодействий при высоких энергиях более прямыми методами. Поскольку в развитии широких атмосферных ливней существенную роль играют взаимодействия и при высоких энергиях, детальные сведения о них, полученные другими методами, позволили бы в значительной мере облегчить исследование процессов в области сверхвысоких энергий.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
и
Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Bertolino G., Debenedetti A., Lovera G., Vigonè M., Nuovo Cim., **10**, 991 (1953).
2. Dilworth C. C., Goldsack S. J., Hoang T. F., Scarsi L. Nuovo Cim., **10**, 1261 (1953).
3. Hoang T. F., Journ. de Phys., **14**, 395 (1953).
4. Dilworth C., Goldsack S. J., Hoang T. F., Scarsi L., C. R., **236**, 1551 (1953).
5. Heitler W., Terreaux C., Proc. Phys. Soc., **A66**, 929 (1953).
6. McCusker C. B. A., Roesler F. C., Nuovo Cim., **11**, 98 (1954)
7. Hoang T. F., Journ. de Phys., **15**, 337 (1954).

8. Dilworth C. C., Goldsack S. J., Hoang T. F., Scarsi L., Nuovo Cim., 11, 424 (1954).
9. Bertolino G., Pescetti D., Nuovo Cim., 12, 630 (1955).
10. Розенталь И. Л., Чернавский Д. С., УФН, 52, 185 (1954).
11. Kaplon M. F., Ritson D. M., Walker W. D., Phys. Rev., 90, 716 (1953).
12. Беленький С. З., Милехин Г. А., ЖЭТФ, 29, 20 (1955).
13. Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С., ДАН СССР, 91, 511 (1953).
14. Kaplon M. F., Ritson D. M., Phys. Rev., 83, 386 (1952).
15. Христиансен Г. Б., Диссертация, ФИАН, Москва, 1953.
16. Эйдус Л. Х., Адамович М. И., Ивановская М. А., Николаев В. С. и Тулянкина М. С., ЖЭТФ, 22, 440 (1952).
17. Зацепин Г. Т., ДАН СССР, 67, 993 (1949).
18. Зацепин Г. Т., Розенталь И. Л., ДАН СССР, 99, 369 (1954); Григоров Н. Л., Диссертация, МГУ, Москва, 1954.
19. Вавилов Ю. Н., Никольский С. И., Тукиш Е. И., ДАН СССР, 93, 223 (1953); Довженко О. И., Никольский С. И., ДАН СССР, 102, 241 (1955).
20. Абросимов А. Т., Бедняков А. А., Зацепин В. И., Нечин Ю. А., Соловьева В. И., Христиансен Г. Б., Чикин П. С., ЖЭТФ, 30, *1* (1956).
21. Эйдус Л. Х., Блинова Н. М., Виденский В. Г., Суворов Л. Д., ДАН СССР, 74, 477 (1950).
22. Вавилов Ю. Н., Никольский С. И., Саранцев В. П., ЖЭТФ, 28, 505 (1955).
23. Fermi E., Progr. Theor. Phys., 5, 570 (1950); Phys. Rew., 81, 683 (1951).
24. Ландау Л. Д., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 51 (1953).
25. Григоров Н. Л., Мурзин В. С., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 21 (1953).
26. Зацепин Г. Т., ЖЭТФ, 19, 1104 (1949).
27. Рыжкова К. П., Сарычева Л. И., ЖЭТФ, 28, 618 (1955).
28. Kaplon M. F., Klose J. Z., Ritson D. M., Walker W. D., Phys. Rev., 91, 1573 (1953).
29. Азимов С. А., Добротин Н. А., Любимов А. Л., Рыжкова К. П., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 80 (1953).
30. Зацепин Г. Т., Диссертация, ФИАН, Москва, 1954.
31. Вернов С. Н., Григоров Н. Л., Зацепин Г. Т., Чудаков А. Е., Изв. АН СССР, Серия физич., 19, 493 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

А. Т. АБРОСИМОВ, В. И. ЗАЦЕПИН, В. И. СОЛОВЬЕВА, Г. Б. ХРИСТИАНСЕН и П. С. ЧИКИН

СТРУКТУРА ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ НА УРОВНЕ МОРЯ

В течение осени 1953 г. нами было проведено исследование структуры широких атмосферных ливней на уровне моря путем изучения пространственного распределения плотностей потоков ливневых частиц различной природы вблизи ствола ливня.

Это исследование было выполнено при помощи метода коррелированных годоскопов [1], в принципе позволяющего проводить изучение каждого регистрируемого ливня индивидуально.

Вся установка состояла из более чем 1600 счетчиков Гейгера — Мюллера, включенных в годоскоп системы Л. Н. Кораблева [2].



Рис. 1. План годоскопической установки для изучения структуры широких атмосферных ливней: *1* — группа из 24 годоскопических счетчиков площадью по 330 см^2 каждый; *2* — группа из 48 годоскопических счетчиков, из них 24 счетчика площадью по 100 см^2 и 24 счетчика площадью по 24 см^2; *3* — группа счетчиков, включенных в схему управления (в группе 4 счетчика площадью 330 см^2, включенных в параллель); *4* — детекторы ядерно-активных частиц

Часть счетчиков, расположенных группами по 24 счетчика в каждой группе, служила для определения плотностей потоков всех ливневых частиц (в основном электронов). Применение счетчиков разных размеров позволило регистрировать потоки частиц с плотностью 1 ÷ 1000 частиц на 1 м^2. Другие счетчики, расположенные под свинцовыми и железными фильтрами, служили для регистрации ядерно-активных проникающих частиц ливня.

На рис. 1. приведен план установки. 47 групп индикаторов плотностей размещались равномерно в круге ϕ 14 м, 9 групп индикаторов находились на расстоянии 15, 20 и 30 м от центра установки. Четыре детектора проникающих частиц размещались следующим образом: два в центральной части установки, а два в 20 и 30 м от центра. Такая годоскопическая система позволяла эффективно изучать ливни с энергией примерно $10^{14} \div 10^{15}$ eV при попадании их стволов в центральный круг, плотно покрытый индикаторами плотностей.

Установка регистрировала ливни, вызывавшие совпадения в шести группах счетчиков (3) площадью 0,132 м² каждая, расположенных в середине центрального круга. Таким образом, в настоящей работе был применен простейший метод отбора ливней по плотности потоков частиц. Такой метод не вносит дискриминации в отбор ливней по структуре.

Приблизительно за месяц измерений нами было зарегистрировано около 600 ливней со стволами в пределах центрального круга. Годоскопическая система давала картину распределения плотностей потоков частиц вблизи ствола для каждого регистрируемого ливня.

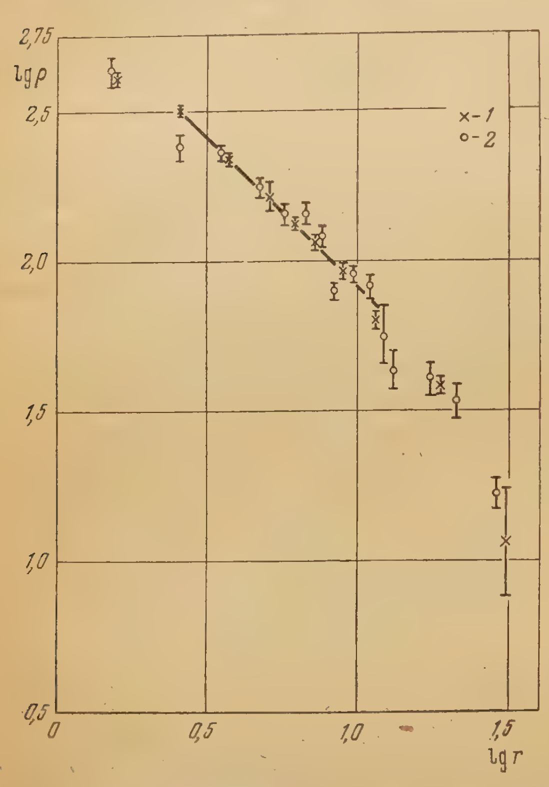


Рис. 2. Пространственное распределение плотности (ρ) электронной компоненты в центральной области ливня. Экспериментальные точки: *1*—для ливней с $N=4\cdot10^4$, *2* — для ливней с $N=4\cdot10^5$. Сплошная кривая — результаты работы [3]

Плотность потока частиц ρ определялась из непосредственных данных о числе сработавших (m) и несработавших ($n-m$) счетчиков в каждой группе по формуле $\rho=\frac{1}{\sigma}\ln\frac{n}{n-m}$, где σ — площадь одного счетчика. Поскольку эта формула предполагает справедливость пуассонова распределения траекторий ливневых частиц, определение плотностей при ее помощи может быть проведено лишь для тех индикаторов, которые располагаются от оси ливня на расстояниях, превосходящих размеры индикаторов. Таким образом, хотя бы уже по этой причине, изучение пространственного распределения плотностей потоков частиц может быть проведено такой установкой только для расстояний от оси ливня, превышающих 1 м.

Детекторы проникающих частиц не давали, конечно, картины распределения плотностей проникающих частиц в каждом ливне, а только регистрировали факт попадания или непопадания этих частиц в детектор. Однако, выделяя ливни с одинаковым полным числом частиц, можно определить плотность потока проникающих ядерно-активных частиц по формуле

$$\rho=\frac{1}{S\left(1-e^{-\mu d}\right)}\ln\frac{n_0}{n_0-m_0},$$

где n_0 — полное число ливней, m_0 — число ливней, давших проникающие частицы в детекторе, S — площадь, занимаемая счетчиками детектора, d — толщина фильтров, $1/\mu$ — пробег для взаимодействия ядерно-активных частиц.

Положение оси ливня и число частиц в нем были найдены непосредственным сопоставлением показаний индикаторов плотностей потоков частиц для данного ливня.

На основании полученных данных мы построили пространственные распределения плотностей ρ потоков электронов и ядерно-активных частиц

в диапазоне расстояний от оси ливня $r = 2 \div 30$ м. Пространственное распределение электронов получено путем усреднения пространственных распределений для ливней с почти одинаковым числом частиц N. Усреднение проводилось для двух групп ливней со средним N, отличающимся в 10 раз. На рис. 2 приведены кривые пространственного распределе-

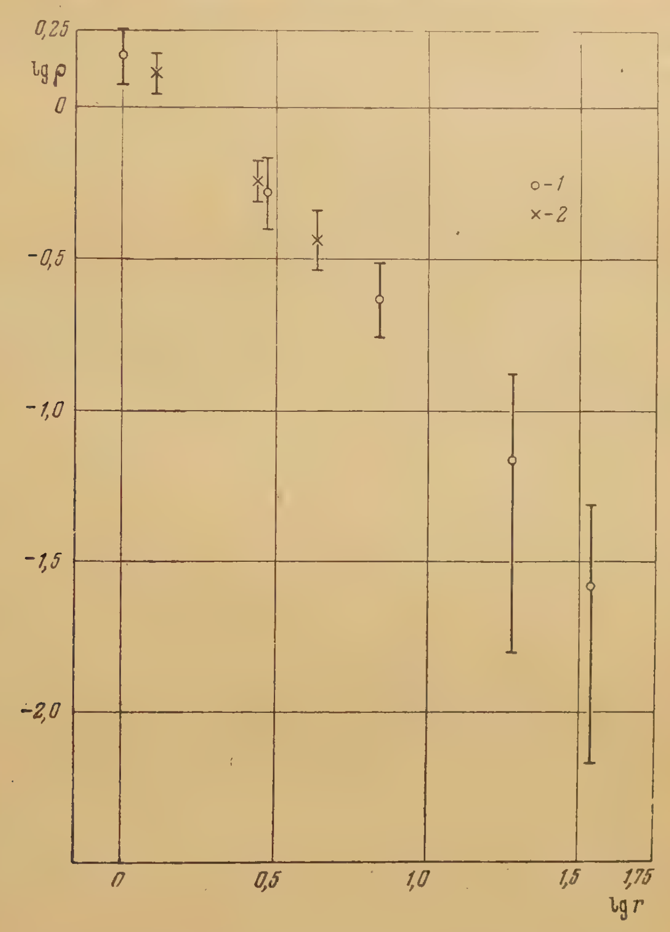


Рис. 3. Пространственное распределение плотности (ρ) ядерно-активных частиц в центральной области ливня. Экспериментальные точки: *1* — настоящей работы, *2* — работы [4]

ния для ливней с $N = 4 \cdot 10^4$ и $N = 4 \cdot 10^5$. Пространственное распределение для первой группы в диапазоне расстояний $2 < r < 10$ м описывается законом $\frac{1}{r^n}$ с $n = 1{,}00 \pm 0{,}05$, а для второй — тем же законом, но с $n = 0{,}95 \pm 0{,}08$. Пространственное распределение ядерно-активной компоненты (рис. 3) может быть представлено тем же законом, что и распределение ливней, но с $n = 1{,}1 \pm 0{,}2$; оно относится к ливням, для которых $N = 8 \cdot 10^4$. Такой резкий рост плотностей потоков ядерно-активных частиц вблизи оси ливня наблюдался также и для ливней с $N \sim 10^4$. Доля ядерно-активной компоненты в ливне по отношению к электронам составляет для диапазона расстояний $2 \div 10$ м от оси примерно 1 %.

Полученные данные говорят, в первую очередь, о наличии на уровне моря резко выраженного ствола широких атмосферных ливней. Наличие такого ствола следует из пространственного распределения как электронной, так и ядерно-активной компоненты. Характерно, что существование ствола наблюдается и для ливней с минимальным числом частиц $N \sim 10^4$.

Сравним далее наши данные о структуре широких атмосферных ливней на уровне моря с соответствующими данными, полученными на высоте гор [3, 4] (см. рис. 2 и 3, где учтено различие в плотности воздуха на высоте гор и на уровне моря).

Как видно, экспериментальные данные свидетельствуют о тождественности структуры центральных областей широких асмосферных ливней на двух разных стадиях их развития. Приблизительно одинаковой в них оказывается также и соотношение между ядерно-активными частицами и электронами.

Отсюда следует сделать вывод, что существует процесс, приводящий к постоянному «обновлению» структуры регистрируемых нами областей ливня. Такое обновление должно происходить за счет ядерно-активных частиц высоких энергий, идущих в стволе ливня и передающих в результате взаимодействия с ядрами атомов воздуха часть энергии электронам и ядерно-активным частицам центральных областей *.

Повидимому, в нижних слоях атмосферы устанавливается приближенное равновесие между электронно-фотонной компонентой и ядерно-активными частицами центральных областей ливня, с одной стороны, и ядерно-активными частицами ствола ливня, с другой.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
и
Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Добротин Н. А., Зацепин Г. Т., Никольский С. И., Сарычева Л. И., Христиансен Г. Б., см. настоящий номер журнала, стр.666
2. Кораблев Л. Н., ДАН СССР, 62, 215 (1948).
3. Вавилов Ю. Н., Никольский С. И., Тукиш Е. И., ДАН СССР, 63, 233 (1953)
4. Вавилов Ю. Н., Никольский С. И., Саранцев В. П., ЖЭТФ, 28, 505 (1955).

---

* В [1] показано, что электронная компонента центральных областей ливня эффективно генерируется через π^0-мезоны ядерно-активными частицами с энергией $10^{11} \div 10^{12}$ eV.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Э. Л. АНДРОНИКАШВИЛИ, М. Ф. БИБИЛАШВИЛИ,
И. И. САКВАРЕЛИДЗЕ и Г. Р. ХУЦИШВИЛИ

ИССЛЕДОВАНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПОД ЗЕМЛЕЙ

Введение

Подземные исследования космических лучей представляют интерес с точки зрения выяснения свойств μ-мезонов больших энергий. В частности, особый интерес представляет подземное исследование проникающих частиц, входящих в состав широких атмосферных ливней, так как оно позволяет сделать ряд заключений относительно картины элементарного акта, происходящего при энергиях $10^4 - 10^5$ BeV.

Прежде чем перейти к описанию экспериментов по исследованию проникающей компоненты широких ливней, проведенных нами в течение 1953—1954 гг. в Институте физики Академии наук Груз. ССР, кратко остановимся на результатах экспериментов Коккони и Грайзена [1].

1. Эксперименты Коккони — Грайзена

Установка Коккони — Грайзена содержала четыре группы счетчиков, расположенных на поверхности земли на расстоянии 60 м друг от друга и служивших системой, выделявшей ливни, и одну подземную группу, помещавшуюся на глубине примерно 1600 м. водного эквивалента (в. э.). Для того чтобы иметь возможность определять углы, под которыми проникающие частицы попадают в подземную группу, последняя была собрана из нескольких слоев годоскопических счетчиков. Авторами измерялась корреляция μ-мезонов, доходящих до таких глубин (минимальная энергия, соответствующая глубине 1600 м. в. э., равна примерно 600 BeV), с широкими атмосферными ливнями. Кроме того, при помощи двух подземных групп счетчиков авторами была снята кривая зависимости числа совпадений в этих двух группах (числа проникающих частиц) от расстояния между ними (так называемая «кривая раздвижения»). Авторы работы нашли, что $F(M)$ пропорционально $M^{-3,4}$, где $F(M)dM$ — число широких атмосферных ливней с числом μ-мезонов, заключенным в интервале $(M, M + dM)$.

Среднее число μ-мезонов с энергией свыше 600 BeV в ливне, содержащем N электронов, согласно данным этих авторов, пропорционально $N^{0,6}$. Иными словами, доля проникающих частиц в ливнях изменяется примерно как $N^{0,4}$. Эти же авторы получили, что среднее число μ-мезонов с энергией свыше 600 BeV для регистрируемых ливней приблизительно пропорционально $E_0^{3/4}$ (E_0 — энергия первичной частицы).

Если бы все μ-мезоны получались от распада π- или κ-частиц, образованных в первом акте ядерного каскада, тогда, согласно теориям Ферми и Ландау, должна была бы стоять степень 1/4. Более интенсивный рост числа проникающих частиц с энергией авторы объясняют увеличением числа актов ядерного каскада с ростом энергии первичной частицы.

2. Энергетическое распределение проникающих частиц широких ливней

Установка, служившая для измерений энергетического спектра проникающей компоненты широких атмосферных ливней, состояла из трех наземных групп счетчиков с эффективной поверхностью в 1 м^2 каждая, расположенных в вершинах прямоугольного треугольника с катетами, равными 30 м, и подземной группы, собранной из двух слоев счетчиков. Площадь, занимаемая каждым из слоев, равнялась 1 м^2. Между слоями помещался свинец толщиной 8 см, служивший для исключения срабатывания подземной группы от равновесной мягкой компоненты и другого фонового излучения. Слои подземной группы были включены на совпадения, что практически исключало появление фона случайных совпадений во всей установке.

Радиосхемы отбирали отдельно тройные совпадения в наземных группах и отдельно четверные совпадения, включая подземную группу. Разрешающее время схем равнялось $2{,}5\cdot10^{6}$ сек.

Подземная группа помещалась на разных глубинах: 2,5, 5,6, 27,0, 65,5, 148,0 м.в.э. Измерялось число четверных совпадений как функция глубины расположения подземной группы.

Таблица 1

Результаты измерений на разных глубинах числа тройных и четверных совпадений

Глубина, на которой находилась подземная группа счетчиков, м. в. э.	Длительность измерения, час	Число тройных совпадений	Число четверных совпадений	Число тройных совпадений в 1 час	Число четверных совпадений в 1 час
2,5	97	1360	107	13,9±0,7	1,1 ±0,1
5,6	118	1615	108	13,5±0,6	0,85±0,07
27,0	416	5720	120	13,6±0,4	0,29±0,03
65,5	554	7625	105	13,7±0,3	0,19±0,02
148	852	11180	106	13,9±0,2	0,13±0,01

Регистрация тройных совпадений была необходима для контроля правильности работы установки (сохранение геометрии трех наземных групп, работа счетчиков), а также для определения абсолютной доли μ-мезонов в ливне.

Результаты измерений числа тройных и четверных совпадений на разных глубинах приведены в табл. 1. В данных первых двух серий измерений учтен располагавшийся между слоями четвертой группы счетчиков свинцовый поглотитель.

Обозначим через $K_4(h)$ число четверных совпадений при помещении подземной группы счетчиков на глубину h, а через $\alpha(h)$ — долю проникающих частиц в ливне с пробегом больше h*. Вообще говоря, α зависит не только от h, но и от плотности ливня.

Пренебрегая вариациями плотности ливня на расстояниях, равных поперечным размерам регистрирующей системы, получаем формулу для $K_4(h)$:

$$K_4(h) = \int\limits_0^\infty \frac{A}{\rho^{\varkappa+1}}\, d\rho\, (1 - e^{-\rho\sigma})^3 (1 - e^{-\alpha\rho\sigma}), \qquad (1)$$

* Величина h представляет собой толщину плотного поглотителя. Отсчет h от границы атмосферы привел бы к некоторому повышению начального участка данного ниже спектра.

где σ — эффективная площадь каждого ряда счетчиков, а $\frac{A}{\sigma^{\varkappa+1}}d\rho$ — число ливней с плотностью в интервале $(\rho, \rho + d\rho)$. Аналогично для числа тройных совпадений имеем

$$K_3 = \int_0^\infty \frac{A}{\rho^{\varkappa+1}} d\rho \, (1 - e^{-\rho\sigma})^3. \qquad (2)$$

Проводя несложные математические преобразования и учитывая, что по нашим измерениям $K_3 = 13{,}7$ совпадений в час, а $\varkappa = 1{,}4$ (согласно измерениям многих авторов, проведенным на уровне моря), получаем

$$K_4(\lambda) = 2{,}9A\sigma^{1,4} \, \alpha \, [1 - 0{,}62\,\alpha^{0,4}] \qquad (3)$$

Отметим, что при интегрировании мы считали α не зависящим от ρ, точнее мы брали α соответствующее такому ρ, которое наиболее существенно для интеграла (1).

Пользуясь формулой (3) и экспериментальными данными, мы определили, какую долю в широких ливнях составляют проникающие частицы с пробегами, большими h. Так была построена функция $\alpha(h)$*.

Значения α, полученные при помощи формулы (3) и приведенных в табл. 1 данных, собраны в табл. 2.

Таблица 2

Результаты измерений на разных глубинах доли проникающих частиц в широких ливнях с пробегом частиц больше *h*

Толщина поглотителя, м. в. э.	2,5	5,6	27,0	65,5	148
$\alpha(h)$, %	4,5	3,4	1,1	0,7	0,47

Величина $\alpha(h)$ дает долю проникающих частиц в широких ливнях с пробегами больше h. С другой стороны, пробегу h соответствует минимальная энергия ** $E = 0{,}2\,h$ BeV и, таким образом, определяется зависимость α от E. Другими словами, $\alpha(E)$ представляет собой величину $\frac{M(>E)}{N}$, усредненную по всем ливням (N — число электронов в данном ливне, $M(>E)$ — число μ-мезонов с энергией больше E в этом ливне). Кривая зависимости α от E приведена на рисунке.

В интервале энергий $0{,}5 \div 30$ BeV зависимость α от E имеет вид

$$\alpha(E) = \mathrm{const} \cdot E^{-(0,58 \pm 0,05)}. \qquad (4)$$

Приведенное выше рассмотрение обладает следующими погрешностями.

1. Мы не учитывали изменений плотности ливня на расстояниях порядка поперечных размеров нашей регистрирующей системы. Так как ее поперечные размеры порядка 30 м, изменение ρ будет довольно значительным. Анализ отношения K_4/K_3 показывает, что при отсутствии учета изменения плотности отклонение от пропорциональности между K_4 и α мало. Можно думать, что это отклонение от пропорциональности будет малым и в случае, имевшем место в рассматриваемых экспериментах.

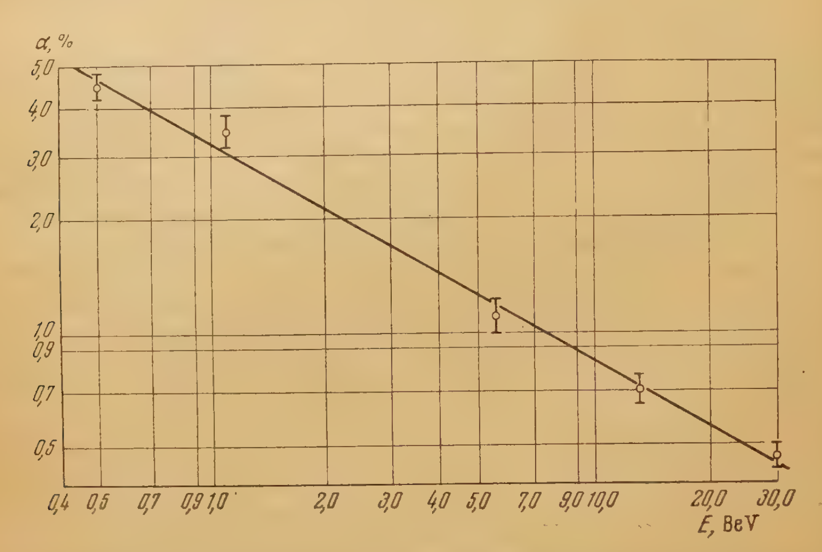
---

* В формуле (3) поправочный член $0{,}62\,\alpha^{0,4}$ значительно меньше единицы, однако, он учитывался при определении α.

** Соотношение между энергией и пробегом в свинце отличается от приведенного выше в связи с тем, что ионизационные потери на 1 м. в. э. в свинце равны 0,13 BeV, а не 0,2 BeV, как в случае грунта.

2. При расчете K_3 и K_4 мы разбивали область интегрирования на два или три интервала и в этих интервалах заменяли подинтегральные выражения их приближенными значениями. Соответствующие ошибки, однако, невелики.

3. Мы не принимали во внимание, что с увеличением глубины, на которой помещалась подземная группа счетчиков, охватываемый ею телесный угол уменьшался. Однако даже на самой большой глубине (55 м грунта) телесный угол настолько велик, что практически все μ-мезоны движутся внутри этого телесного угла. Отсюда ясно, что учет угловых эффектов привел бы к уменьшению показателя в формуле (4) на незначительную величину.



Энергетическое распределение проникающей компоненты широких атмосферных ливней ($\alpha(E) = \text{const} \cdot E^{-(0,58\pm0,05)}$). По оси абсцисс отложена энергия, определенная по пробегу, отсчитываемому от поверхности земли

4. Мы предполагали, что α зависит лишь от h. В действительности же α является функцией не только h, но и ρ. На каждой глубине для K_4 существенны значения ρ, близкие к некоторому оптимальному ρ. Поэтому в случае больших глубин мы из опыта получаем α для ливней с большей плотностью. Другими словами, при росте глубины из-за уменьшения α (при том же ρ) убывает множитель $1 - e^{-\alpha\rho\sigma}$ и потому система будет более чувствительна к более плотным ливням.

О зависимости α от ρ (для μ-мезонов с энергией выше данной) в настоящее время мало что известно. Известно лишь, что с ростом плотности ливня α убывает. Поэтому с ростом E, для ливней с данным ρ, α будет убывать медленнее, чем это видно из табл. 2. Однако детальное исследование показывает, что в наших экспериментах этот эффект мал.

Итак, из результатов настоящих экспериментов вытекает, что интегральный спектр μ-мезонов в ливнях с плотностью частиц в интервале 2÷5 частиц на 1 м²* с достаточно хорошим приближением дается кривой на рисунке.

---

* Подсчеты показывают, что наша установка в основном регистрирует ливни именно с этой средней плотностью.

Таким образом, для μ-мезонов в интервале энергий 0,5÷30 BeV имеем

$$M(>E) = \text{const}\, E^{-\gamma}, \tag{5}$$

где $\gamma = 0{,}58 \pm 0{,}05$. Конечно, при очень больших E спектр должен идти круче $\left(\text{быстрее, чем } \frac{1}{E}\text{; иначе расходилась бы энергия μ-мезонной компоненты}\right)$.

Отметим, что примерно такое же значение для γ было получено Джорджем [2], который сшивал свои результаты с результатами Грайзена и Мак Кастера. Однако ввиду существенной разницы в методике измерений этих трех экспериментов такое сшивание не может считаться законным.

В заключение подчеркнем, что спектр ливневых μ-мезонов падает с энергией значительно медленнее спектра одиночных μ-мезонов. Это указывает на то, что энергия μ-мезонной компоненты составляет значительную долю энергии ливня.

3. Пространственное распределение проникающих частиц широких ливней

В настоящей работе проводилось исследование распределения проникающих частиц, обладающих энергией свыше 13 BeV.

Для определения места прохождения оси ливня мы использовали методику селектора ствола [3]. Принцип работы селектора сводится к выделению области ливня, содержащей электроны высокой энергии (1—6 BeV). Так как согласно каскадной теории расстояние таких электронов от оси составляет на уровне моря около 2—3 м, то тем самым определяется место прохождения оси ливня. Вследствие флюктуаций удаление электронов от оси ливня, однако, может значительно превышать значение, рассчитанное теоретически, и, следовательно, место прохождения ствола ливня будет фиксироваться с большой погрешностью. Точность в определении места прохождения ствола ливня можно оценить, снимая «кривую раздвижения» двух подобных устройств.

В результате эксперимента мы нашли, что примененные нами селекторы выделяют центральную область ливня с ф порядка 15 м с точностью до 10%. Для увеличения числа регистрируемых ливней мы использовали три селектора ствола. Радиотехническое устройство позволяло выделять совпадение срабатывания любого из них с подземной группой. Разрешающее время устройства было равно $5 \cdot 10^{-6}$ сек.

Подземная группа счетчиков, как и в эксперименте по изучению энергетического распределения проникающих частиц, состояла из двух слоев счетчиков с площадью 1 м^2 каждый. Слои располагались один над другим, а между ними помещался слой свинца толщиной 8 см.

Разрешающее время схемы, выделявшей двойные совпадения в подземной группе, было также равно $5 \cdot 10^{6}$ сек.

Нами было проведено три серии измерений. В первой серии измерений селекторы ствола помещались непосредственно над подземной группой. Эту позицию условно назовем 0 м расстояния от ствола. Условность вызвана, с одной стороны, неточностью в определении места прохождения ствола самими селекторами и, с другой стороны, тем, что оси ливней могут иметь значительный наклон. Во второй и третьей серии измерений селекторы устанавливались соответственно на расстояниях от подземной группы в 30 и 60 м.

Измерения показали, что существует относительно медленное убывание числа проникающих частиц при увеличении расстояния от оси ливня («плато»). Числа совпадений (селекторы — подземная группа) в пози-

циях 0 и 30 м отличаются друг от друга всего на 30%. На расстоянии 60 м от ствола число совпадений резко падает.

В работе [3] аналогичные исследования проводились с проникающими частицами, обладающими энергией порядка 0,3 ÷ 0,8 BeV. Для частиц такой энергии «плато» доходило до 90 м. Незначительное убывание числа проникающих частиц, входящих в состав широких атмосферных ливней, при удалении от ствола на расстояние порядка 30 м указывает на то обстоятельство, что средняя энергия проникающих частиц превосходит 10 BeV не только в стволовой части, но и на значительном удалении от нее. Этим, следовательно, еще раз доказывается существенное значение их вклада в полную энергию ливня.

Следует отметить, однако, что результаты наших экспериментов по пространственному распределению являются предварительными.

Заключение

Важность подземных исследований проникающей компоненты широких атмосферных ливней вытекает хотя бы из того, что они в принципе дают возможность определить долю μ-мезонов, получаемых от распада π- и $\varkappa$-частиц, генерируемых в элементарных актах при сверхвысоких энергиях. Этот вопрос, как показал в 1954 г. Грайзен, может быть, в частности, решен при систематических наблюдениях температурных вариаций интенсивности жесткой компоненты космических лучей на больших глубинах. Это является следствием того, что с ростом температуры атмосфера расширяется, а следовательно, растет роль эффектов распада. При энергиях μ-мезонов свыше 10 BeV преобладающую роль играет не распад самих μ-мезонов, а распад более тяжелых мезонов, в результате чего появляются μ-мезоны. Грайзен показал, что благодаря этому на больших глубинах должна наблюдаться положительная корреляция между плотностью атмосферы и числом совпадений под землей. К сожалению, попытки провести соответствующие измерения, предпринятые Кокконн и другими, пока не увенчались успехом из-за больших погрешностей эксперимента.

Нельзя считать окончательно выясненным и вопрос о спектре масс проникающих частиц, в особенности на больших глубинах, где вклад одиночных μ-мезонов вертикальной компоненты уже не превалирует над вкладом проникающих частиц широких атмосферных ливней.

Решение этих важнейших вопросов тесно связано с дальнейшими исследованиями энергетического спектра проникающих частиц в ливнях фиксированной плотности (имеются в виду обычные глубины в интервале 20 ÷ 150 м. в. э.), а также с исследованиями на больших глубинах энергетического спектра до энергий порядка 500 ÷ 1000 BeV.

Не менее интересными являются эксперименты по выяснению деталей пространственного распределения на различных глубинах, а также углового распределения проникающих частиц и стволов широких ливней.

Решению этих задач посвящены работы, ведущиеся в настоящее время в Институте физики Академии наук Груз.ССР.

В заключение авторы выражают благодарность С. Н. Вернову за ценную дискуссию.

Институт физики
Академии наук Груз.ССР

Цитированная литература

1. Barrett P. H., Bollinger L. M., Cocconi G., Eisenberg Y., Greisen K., Rev. Mod. Phys., 24, 133 (1952).
2. George E. P., MacAnuff J. W., Sturgess J. W., Proc. Phys. Soc., A66, 346 (1953).
3. Cocconi G., Cocconi-Tongiorgi V., Greisen K., Phys. Rev., 67, 1020 (1949).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Ж. С. ТАКИБАЕВ

ПЕРЕХОДНЫЙ ЭФФЕКТ ДЛЯ «ЗВЕЗД» И ЕГО СВЯЗЬ С КАСКАДНЫМ РАЗМНОЖЕНИЕМ ЧАСТИЦ НУКЛОННОЙ КОМПОНЕНТЫ

Выяснение положения максимума переходной кривой для «звезд» и зависимости его от атомного номера вещества поглотителя, а также от высоты над уровнем моря, на которой производится исследование, представляет при общем рассмотрении довольно трудную задачу. Трудности в основном сводятся, во-первых, к неопределенности выражения для эффективного сечения взаимодействия и, во-вторых, к невозможности полного учета всего разнообразия вторичных звездообразующих частиц (как заряженных, так и нейтральных) ввиду того, что некоторые из них пока еще мало изучены (гипероны, K-, τ- и другие частицы) или, возможно, еще не открыты. Кроме этих трудностей, существуют трудности чисто математического характера, которые всегда можно преодолеть и которые поэтому не являются трудностями принципиального значения, хотя в области энергий от ста до нескольких тысяч мегаэлектронвольт эти трудности становятся серьезными. Действительно, как известно, в области очень больших энергий звездообразующих частиц ($E > 3$ BeV) можно пренебречь потерями их энергии на ионизацию, пространственным распределением (рассматривая в первом приближении линейную задачу) и изменением эффективного сечения ядра с энергией, принимая его равным геометрическому сечению.

В области малых энергий ($1 \cdot 10^2 \div 3 \cdot 10^3$ MeV) такие пренебрежения при строгом учете интенсивности всех частиц (протонов, нейтронов и π-мезонов) не оправдываются, хотя иногда (как, например, в интересующем нас случае) некоторые из этих пренебрежений будут законными.

Несмотря на то, что общее рассмотрение из-за указанных трудностей, возможно, является преждевременным, ниже мы попытаемся дать схему решения задачи, беря за основу представление о каскадном размножении звездообразующих частиц. При этом следует указать, что представление [1] о последовательном взаимодействии налетающего нуклона с отдельными нуклонами ядра не оправдывает себя в области очень больших энергий, где рассматривать отдельные акты взаимодействия как независимые, повидимому, не представляется возможным [2]. Тем не менее, при рассмотрении переходных кривых использование модели последовательных актов взаимодействия налетающего нуклона с нуклонами ядра особых сомнений не вызывает ввиду того, что в этом случае в основном исследуются процессы в области средних энергий. В настоящей работе рассмотрение задачи носит общий характер и не имеет особой связи с конкретным видом функции сечения, хотя в численных расчетах берется вид функции эффективного сечения, принятый в работах Гайтлера, Яноши и Месселя [1].

Прежде чем начать изложение теоретического объяснения опытных фактов, часть которых опубликована раньше [3], мы дадим краткое описание проведенных экспериментов и полученных при этом результатов. Такой порядок значительно облегчит дальнейшие наши рассуждения и, кроме того, будет удобен для сравнения с выводами теории.

Излагаемые ниже результаты базируются на данных, полученных приблизительно в 30 полетах приборов в стратосферу, проведенных в период 1951—1954 гг. При этом следует отметить, что в первые годы мы применяли фотоэмульсии малой чувствительности, что является одним из главных недостатков этой части работы. При организации последующих полетов мы постарались дополнить полученные ранее результаты новыми данными за счет применения эмульсий высокой чувствительности. Однако ввиду того, что при изучении переходных эффектов для «звезд» и медленных π-мезонов в основном сравниваются общие числа «звезд» и π-мезонов, применение эмульсий высокой чувствительности не вносит качественных изменений в прежние результаты.

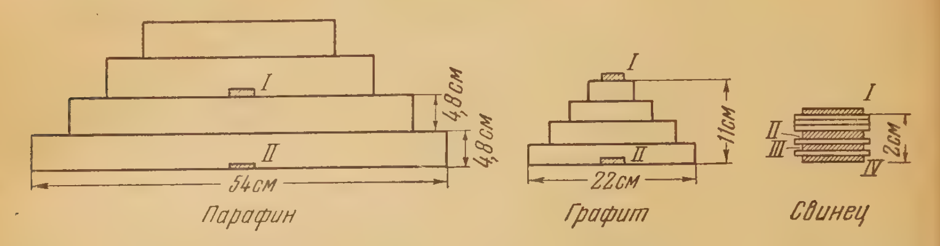


Рис. 1. Схема взаимного расположения фотопластинок и поглотителей (парафин, графит и свинец). Фотопластинки, помещавшиеся горизонтально под поглотителями различной толщины, обозначены римскими цифрами *I*, *II*, *III* и *IV*

Таблица 1

Результаты исследования зависимости образования «звезд» в фотоэмульсии от вещества и толщины поглотителя по измерениям на высотах 17—21 км

Поглотитель и номер пластинки *	Число случаев на 1 см²		
	$N\geqslant3$	N_p	$(N\geqslant3)+N_p$
«Воздух»	8	10,4	18,4
Свинец			
I	8,2	10,6	18,8
II	8,1	10,6	18,7
III	8	11,4	19,4
IV	9	11,6	20,6
Парафин			
I	6,2	13,4	19,6
II	8	12,1	20,1
Графит			
I	7,8	11,5	19,3
II	7,9	10,5	18,4

* Расположение пластинок и поглотителей в этом опыте дано на рис. 1; пояснения см. в тексте

1. Для выяснения наличия переходного эффекта в поглотителях со значительно меньшим атомным номером, чем атомный номер свинца [3], мы использовали поглотители из парафиновых и графитовых плиток. Опыт ставился в основном для выяснения изменения интенсивности потока звездообразующих частиц в стратосфере при переходе из воздуха в парафиновый и графитовый поглотители. Для сравнения в опыте одновременно с парафиновыми и графитовыми поглотителями применялись и свинцовые поглотители. Схема расположения фотопластинок и поглотителей изображена на рис. 1. Свинцовые поглотители состояли из небольших пластинок размером $3 \times 4{,}5 \times \times 0{,}4$ см. Все фотопластинки, обозначенные на рисунке римскими цифрами, располагались горизонтально. Во время полета графитовый поглотитель находился сверху на расстоянии 6 м от каркаса, в котором находились остальные поглотители. Одна стопка фотопластинок экспонировалась отдельно на расстоянии около 3 м над установкой (под парашютом); в табл. 1 данные, относящиеся к этой стопке, обозначаются «воздух». График изменения с вре-

ением высоты подъема прибора с указанным на рис. 1 расположением фотопластинок и поглотителей дан на рис. 2 (кривая *1*).

Результаты тщательного просмотра фотопластинок, экспонированных на высоте 17—21 км под поглотителями различной толщины, приводятся в табл. 1, где $N \geqslant 3$ — количество «звезд» с числом лучей не меньше трех, образованных частицами космических лучей на 1 см² эмульсии, а N_p —

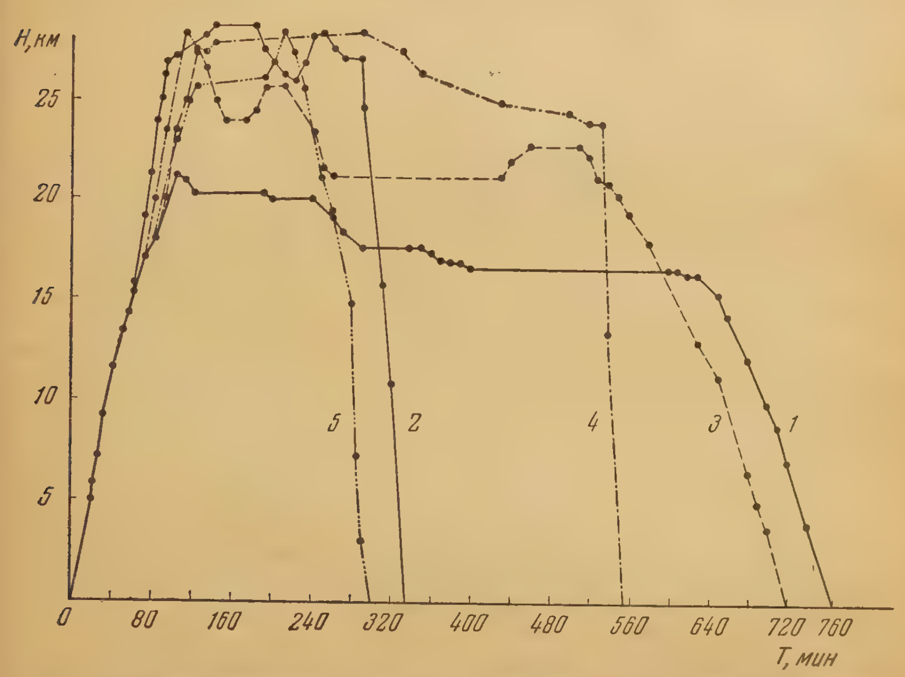


Рис. 2. График изменения с временем высоты некоторых полетов установок с фотопластинками: *1* и *2* — взаимное положение пластинок и прямоугольных поглотителей в этих полетах см. на рис. 1; *3* — положение пластинок и прямоугольных поглотителей в этом полете см. на рис. 3, *а*; *4* — положение пластинок и полусферических поглотителей см. на рис. 3, *б*

соответствующее число малых «звезд», приписываемых радиоактивным загрязнениям эмульсии. Так как в опыте были использованы далеко не свежие фотоэмульсии, число таких радиоактивных «звезд» было значительным.

Из данных табл. 1 следует, что интенсивность потока звездообразующих частиц при переходе из воздуха в парафин, графит и свинец почти не меняется. Сравнение этих данных с результатами, полученными нами в [3], приводит к заключению, что наблюдавшийся нами тогда значительный переходный эффект обусловлен тем, что высота подъема прибора и эффективная толщина поглотителя были значительно больше, чем теперь (последняя заведомо больше 2 см). Сравнение полученных тогда и теперь результатов приводит к выводу, что переходный эффект для «звезд» в случае свинцовых поглотителей наблюдается лишь при подъеме выше 20 км. Для парафиновых и графитовых поглотителей толщиной соответственно 25 и 11 см никакого переходного эффекта в настоящем опыте также не обнаружено. На высоте же порядка 27 км (график этого полета показан на рис. 2, кривая *2*) число «звезд» под графитом толщиной в 11 см увеличивается лишь на 10—15 %. Отсюда непосредственно следует, что роль нестабильных частиц в переходном эффекте была незначительна.

2. В дальнейших опытах мы использовали фотопластинки, чувствительные к релятивистским заряженным частицам. Кроме того, был введен ряд изменений в расположение фотопластинок и поглотителей и было раз-

работано балластное приспособление, способствующее подъему установки на большие высоты и обеспечивающее значительную продолжительность полета установки по сравнению с продолжительностью полетов в предыдущих опытах.

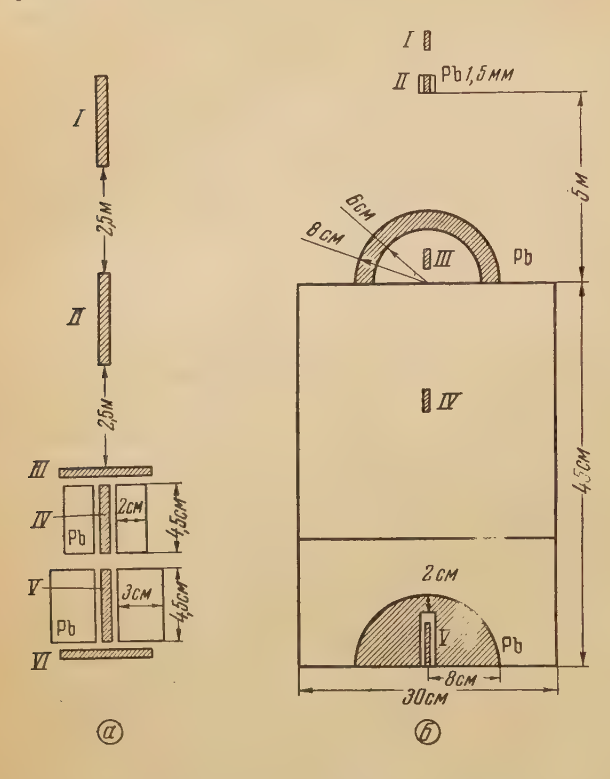


Рис. 3. Расположение фотопластинок под свинцовыми поглотителями различной толщины. Римские цифры обозначают фотопластинки. В схеме *а* применялись свинцовые покрытия прямоугольной формы, в схеме *б* свинцовым покрытиям придавалась форма полусфер

Мы вкратце приводим некоторые из наших экспериментальных результатов. Расположение фотопластинок относительно поглотителей показано на рис. 3 (схема *а*). Пачки фотопластинок *I* и *II* экспонировались на расстоянии 5 и 2,5 м над установкой, внутри которой помещались остальные пачки, окруженные блоками из свинца различной толщины. Над пачками фотопластинок *I* и *II* были только парашют и оболочки шаров-пилотов. Все другие принадлежности установки находились ниже поглотителей. Фотопластинки *IV* и *V* помещались между свинцовыми поглотителями в форме прямоугольных брусков.

Для того чтобы по достижении достаточно большой высоты установка в течение длительного времени оставалась на этой высоте, были использованы балластные приспособления: после достижения определенной высоты один из балластов автоматически отцеплялся, а затем через определенные промежутки времени отцеплялись и остальные. Таким образом, по мере уменьшения общей подъемной силы шаров-пилотов уменьшался и общий вес груза, что обеспечивало значительную продолжительность полета установки на большой высоте. Из графика полета, показанного на рис. 2 (кривая *3*), видно, что установка в течение примерно семи часов находилась на высотах между 20 и 25 км (средняя высота 24 км).

В описываемом опыте применялись фотопластинки двух сортов. В пачки *I* и *II* было включено по одной пластинке каждого сорта, тогда как пачки *IV* и *V* состояли из пластинок только одного сорта, а пачки *III* и *VI* — из пластинок другого сорта, причем в пачках *III* и *VI* эмульсия пластинок оказалась более чувствительной, чем эмульсия пластинок в пачках *IV* и *V*. Разультаты опыта представлены в виде графика на рис. 4, где по оси абсцисс отложены номера пластинок (в соответствии со схемой

рис. 3), а по оси ординат — число «звезд» (слева) и число одиночных іедов (справа). Из графика видно, что на той высоте, где производились змерения (средняя высота около 24 км) переходный эффект для «звезд» составлял 1,64 ± 0,30, т. е. около 60%, а эффект генерации, т. е. отношение ействительно наблюдаемого значения потока к значению потока без

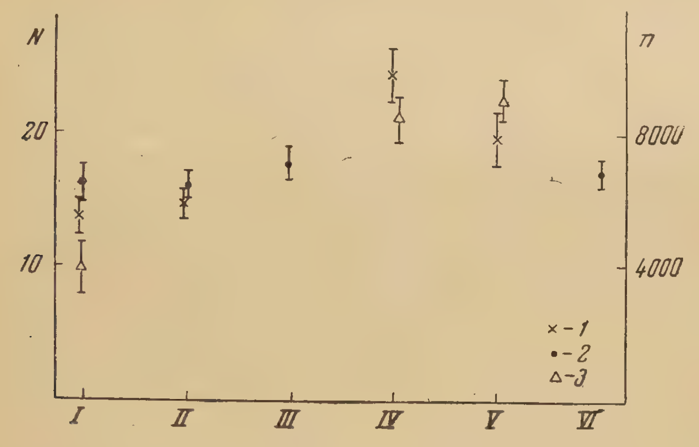


Рис. 4. Переходный эффект для звезд и для одиночных следов сильно ионизующих частиц. По оси абсцисс откладываются номера фотопластинок, расположенных согласно схеме *а* рис. 3, по оси ординат — число «звезд» (слева) и число одиночных следов (справа). *1*, *2* — «звезды» соответственно в двух сортах эмульсий, *3* — одиночные следы. График полета показан в виде кривой *3* на рис. 2

чета генерации, для толщин порядка 3 см в этом случае составит приэрно 70 % (погрешность частного вычислена как дифференциал; средняя вадратичная ошибка существенно меньше). Число «звезд» с количеством учей больше 6 почти не меняется с изменением толщины поглотителя, что риводит к заключению о генерации в поглотителе звездообразующих астиц в основном небольшой энергии. Из графика следует, что максимальэе число «звезд», повидимому, приходится на эффективную толщину поэглотителя порядка 3 см, однако этот вывод не является вполне обоснованым, так как это число не намного превышает число «звезд» под поглотилем с эффективной толщиной порядка 4 см. Действительно, в этом случае ереходный эффект составляет 1,34 ± 0,27, и потому из этих данных точэе положение максимума получить невозможно.

3. Как уже было указано выше, использованные в предыдущих полеx свинцовые поглотители имели форму прямоугольных брусков; поому приходилось говорить о толщине бруска или о средней эффективной олщине поглотителей по отношению к звездообразующей компоненте, бладающей изотропным угловым распределением в стратосфере. В связи такой неопределенностью в толщине поглотителя мы применили свинцоле поглотители в форме полусферы. Форма и расположение поглотителей этом варианте показаны на рис. 3 (схема *б*). При такой форме поглотиля ядерно-активная частица до прихода в фотоэмульсию *III* проходит риблизительно одинаковую толщу поглотителя в любом направлении верхней полусфере. Следовательно, можно говорить о толщине поглотителя более определенно и попытаться выяснить положение максимума ереходной кривой.

График изменения с временем высоты подъема установки с полусферическим поглотителем изображен на рис. 2 (кривая *4*). Как видно из графика, пластинки экспонировались в основном на высотах 25—28 км редняя высота 27 км). Результаты тщательного просмотра фотопласти-

Таблица 2

Результаты исследования зависимости образования «звезд» в фотоэмульсии от взаимного положения фотопластинок и полусферических поглотителей по измерениям на высотах 25—28 км

Тип события *	Номер группы фотопластинок					Данные контрольной фотопластинки
	I	II	III	IV	V**	
$N \geqslant 2$	48,6	45,1	60,2	45,7	53,8 63,9	5,9
$N \geqslant 3$	28,6	28,9	39,8	36,3	36,9 34,2	3,9
N_p	33,1	23,5	34,9	22,7	34,9 36,2	23,6
$(N \geqslant 2) + N_p$	81,7	68,6	95,1	68,4	88,7 100,1	29,5
$(N \geqslant 3) + N_p$	61,7	52,4	74,7	59,0	71,8 70,4	27,5
$n \geqslant 3$ $n \geqslant 7$	2491±273 720±147	2485±184 547±88	3215±208 888±109	2954±199 967±114	3016±220 629±101	351±101 29±29

* N — число «звезд» на 1 см² площади фотоэмульсии, n — число «звезд» на 1 см³ фотоэмульсии (цифры у букв N и n показывают число лучей в «звезде»); N_p — число малых «звезд», приписываемых радиоактивным загрязнениям фотоэмульсии.

** Второй ряд цифр в этой графе показывает результат повторного просмотра.

нок, экспонированных в этой установке, приводятся в табл. 2. Из таблицы можно заключить, что на этих высотах переходный эффект для «звезд» под полусферическим свинцовым поглотителем толщиной 2 см не больше 30 %. Действительно, отношение числа «звезд» с тремя или большим количеством лучей в фотоэмульсии, экспонированной под свинцовой полусферой (пачка пластинок *III*), к числу таких же «звезд» в фотоэмульсии, экспонированной в воздухе вдали от установки (пачка *I*), составляет $1{,}29 \pm 0{,}22$. Под свинцовой полусферой толщиной 8 см образуется приблизительно столько же «звезд», сколько их образуется под полусферой толщиной 2 см. Количество «звезд» с числом лучей больше 7 при переходе из воздуха в поглотитель почти не меняется. Следовательно, переходные эффекты обусловлены «звездами» с малым числом лучей ($3 \div 7$). Иными словами, в поглотителе в основном генерируются звездообразующие частицы небольшой энергии (главным образом в пределах $50 \div 500$ MeV), в результате чего поток звездообразующих частиц под поглотителем увеличивается приблизительно на 30 %. Результаты этого опыта также не дают определенного ответа на вопрос о положении максимума переходной кривой. Тем не менее можно утверждать, что под свинцовой полусферой толщиной 8 см генерация звездообразующих частиц преобладает над их поглощением. Действительно, если бы генерация звездообразующих частиц в поглотителе не имела места, то под слоем свинца толщиной 8 см мы имели бы $J = J_0 \exp\left(-\frac{x}{L_п}\right) \approx 0{,}75 J_0$, где согласно [4] $L_п = 320$ г см$^{-2}$ — пробег для поглощения. На опыте мы наблюдаем $J = J_0\ (1{,}29 \pm 0{,}22)$. Это доказывает, что генерированные в поглотителе частицы играют значительную роль в образовании «звезд». Эффект генерации составляет, таким образом, величину $1{,}72 \pm 0{,}29$.

4. Переходим к весьма краткому изложению результатов другого опыта, целью которого также было исследование переходного эффекта для

везд». График подъема в этом случае показан в виде кривой 5 на рис. 2. становка в этом полете находилась на высоте больше 25 км.

Плотность «звезд» с числом лучей больше трех в фотопластинках, экспонированных в воздухе, составляет примерно 22 на 1 см². В фотопластинке, экспонированной внутри свинцового кожуха толщиной больше 3 см (схема установки здесь не приводится), плотность тех же «звезд» равна 28,4 на 1 см². Отсюда следует, что рост числа «звезд» в этом опыте также составляет около 30 %, а эффект генерации составит 45—50 %. Из данных распределения (рис. 5) числа «звезд» N^* в зависимости от их размера (числа лучей N_h) следует, что переходные эффекты в основном обусловлены небольшими «звездами» (с числом лучей $3 \div 6$). Это непосредственно подтверждает полученные ранее данные, что генерированные в поглотителе звездообразующие частицы обладают энергией в основном в пределах $50 \div 500$ MeV.

Выше вкратце были изложены лишь некоторые из результатов, полученных в 30 полетах приборов. Ряд интересных деталей работы мы опускаем (высотная зависимость числа «звезд», генерация медленных π-мезонов и ряд данных о переходных эффектах на различных высотах), но выводы, полученные в этих опытах, мы перечислим ниже. Экспериментальные данные приводят к следующим выводам.

Рис. 5. Распределение числа «звезд» N^* в зависимости от их размеров (т. е. числа лучей N_h)

Переходный эффект для «звезд» с $N_h \geqslant 3$ и для π-мезонов существенно зависит от атомного номера поглотителя и высоты над уровнем моря, на которой проводится опыт.

Во всех наших опытах на высотах $22 \div 29$ км наблюдается увеличение на $20 \div 50$ % числа «звезд» в фотопластинках под поглотителем из свинца

по сравнению с числом «звезд» в фотопластинках без поглотителя (в зависимости от высоты наблюдения и толщины свинцовых блоков вокруг фотоэмульсий). Как явствует из табл. 1 и 2 и графика на рис. 4, эффект максимален (порядка 50 %) на высотах 28 ÷ 30 км, а на высотах 20 ÷ 23 км эффект обнаруживается лишь при просмотре большого числа пластинок и при минимальном фоне, что связано с незначительностью самого эффекта на этих высотах. В опытах, проведенных на высотах меньше

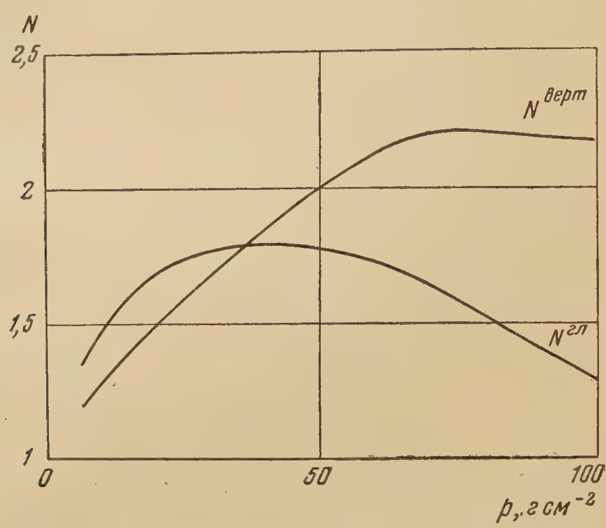


Рис. 6. Высотная зависимость числа «звезд» в стратосфере N с учетом вклада α-частиц первичной компоненты в образование «звезд». $N^{верт}$ — число «звезд», образованных вертикальным потоком, $N^{гл}$ — число «звезд», образованных глобольным потоком звездообразующих частиц, причем число «звезд» вне атмосферы нормируется к единице

20 км (см. табл. 1 и график полета установки на рис. 2, кривая *1*), эффект не обнаружен. В связи с тем, что и в опытах [4], поставленных на высотах гор (3865, 4000 и 4375 м), также не наблюдается заметного увеличения числа «звезд» под свинцом, мы полагаем, что на высотах ниже 20 км не должно наблюдаться увеличения числа «звезд» под поглотителем. Этот вывод подтверждается также опытами на высоте 9 км, результаты которых в настоящей работе не приводятся.

В случае поглотителей из легких элементов (графит и парафин) вплоть до высоты 24 км не обнаруживается заметного увеличения числа «звезд» в фотоэмульсии под поглотителем по сравнению с числом «звезд» в фотоэмульсии, экспонированной в воздухе без всякого поглотителя. Лишь на высотах около 27—29 км (см. стр. 689) наблюдается увеличение числа «звезд» приблизительно на 10—20 % под графитовым поглотителем толщиной 30 см.

Экспериментально выяснено (см. рис. 5), что переходные эффекты для «звезд» как в случае поглотителей из тяжелых элементов (свинец), так и в случае поглотителей из легких элементов (графит и парафин) обусловлены в основном «звездами» с числом лучей 3 ÷ 6. Это обстоятельство говорит о том, что в поглотителях генерируются в значительном количестве звездообразующие частицы небольшой энергии.

Выяснена также высотная зависимость числа «звезд» в области от 20 до 27—29 км. Показано, что число «звезд» на высотах порядка 22 км приблизительно на 10—20 % больше, чем число «звезд» на высоте 27—29 км. Этот результат лишь качественно согласуется с данными [5],

но хорошо согласуется с нашей расчетной кривой (рис. 6), в связи с чем экспериментальные данные в этой работе не приводятся.

Наконец был выяснен переходной эффект для медленных π-мезонов по числу π-μ-распадов и σ-звезд и показано, что число медленных π-мезонов значительно возрастает при помещении над пластинкой даже тонких поглотителей из свинца, меди, графита, парафина и алюминия.

Ниже мы даем объяснение экспериментальных результатов, относящихся к «звездам» в стратосфере, на базе общих представлений о прохождении нуклонной компоненты космических лучей через вещество.

Предположим, что исследование переходных явлений для «звезд» производится на определенной глубине атмосферы $\theta_в$. Мы ставим перед собой задачу определить на глубине θ_A используемого поглотителя число всех частиц N с энергией больше E, способных производить ядерные расщепления типа «звезд». Предполагаем в соответствии с общим представлением, что звездообразующими частицами в основном являются нейтроны, протоны и π-мезоны достаточной энергии. Следовательно, любая из этих частиц, входя в поглотитель по достижении глубины θ_A, может создать определенное число нейтронов, протонов и π-мезонов путем каскадного размножения. Обозначим через $N_n(E_n, E, \theta_A)$, $N_p(E_n, E, \theta_A)$ и $N_\pi(E_n, E, \theta_A)$ соответственно число нейтронов, протонов и π-мезонов с энергией больше E на глубине θ_A, генерированных одним нейтроном с энергией E_n, входящим в поглотитель из воздуха. Тогда общее число всех таких частиц, созданных нейтронами, протонами и π-мезонами с энергиями соответственно больше E_n, E_p и E_π, будет равно

$$(N E, \theta_A, E_n, E_p, E_\pi, \theta_в) = \sum_{i,\,k} \int_{E_k'=E}^{\infty} N_i(E_k', E, \theta_A)\, K(E_k', E_c, \theta_в)\, dE_k',$$

где значки i и k принимают в отдельности три значения: нейтрон, протон и π-мезон, $K(E_k', E_c, \theta_в)\, dE_k'$ — дифференциальный спектр этих частиц в воздухе, а E_c — энергия геомагнитного отсекания. Положение максимума переходной кривой находим из условия

$$\frac{\partial N(\theta_A, E, E_c, \theta_в)}{\partial \theta_A} = 0.$$

Если предположить, что образование «звезд» возможно при $E \geqslant 50$ MeV и принять $E_c = 2 \cdot 10^3$ MeV (что соответствует среднему пороговому значению энергии на средних широтах), и, кроме того, если параметры, входящие в численные выражения, оценивать согласно работам Месселя [1], то мы получим $\theta_{Pb} = 0{,}578 - 0{,}414\ \theta_в$, причем $\theta_в$ измеряется в единицах 65 г см$^{-2}$, а θ_{Pb} — в единицах 160 г см$^{-2}$. В численных расчетах учитываются только нуклоны.

Как уже говорилось выше, ни в одном опыте нам не удавалось получить точных данных о положении максимума переходной кривой в зависимости от толщины поглотителя. Об экспериментальном определении максимума на определенной высоте не приходится говорить, так как этот максимум не острый и, кроме того, положение максимума и его величина зависят от высоты места наблюдения.

Указанные выше расчеты объясняют высотную зависимость переходного эффекта для «звезд», а также зависимость положения максимума переходной кривой от высоты места наблюдения, но не объясняют величину переходного эффекта в свинце (это показывается оценкой методом перевала).

Для объяснения величины переходного эффекта для «звезд», достаточно заметного в случае свинцовых поглотителей, необходимо учесть потерю

энергии протонами на ионизацию и избыток нейтронов в ядрах тяжелых элементов, например свинца, по сравнению с ядрами легких элементов, где число протонов и нейтронов приблизительно одинаково.

Выяснение высотной зависимости числа «звезд» выше 20 км существенно для понимания переходной кривой. Если учесть присутствие в первичной компоненте космических лучей α-частиц в количестве 20%, то высотную зависимость «звезд» можно представить в виде графика, показанного на рис. 6. При построении графика было сделано предположение, что при ядерном взаимодействии с ядрами атомов воздуха α-частицы в среднем дают около 2—2,5 звездообразующих частиц (в основном нуклонов за счет расщепления самих α-частиц), которые в дальнейшем могут размножаться так же, как и первичные протоны.

В заключение автор выражает свою благодарность С. Н. Вернову, Н. А. Добротину и Н. Л. Григорову за интерес, проявленный к настоящей работе. Считаю также своим долгом выразить искреннюю благодарность сотрудникам Центральной аэрологической обсерватории, с помощью которых совершались подъемы приборов в стратосферу.

Физико-технический институт
Академии наук Каз.ССР

Цитированная литература

1. Messel H., Progress in Cosmic Ray Physics, Vol. II, p. 135.— Amsterdam, 1954.
2. Розенталь И. Л., Чернавский Д. С., УФН, 52, 185 (1954).
3. Такибаев Ж. С., ЖЭТФ, 23, 543 (1952).
4. Такибаев Ж. С., Остяков М. П., Каипов Д., ЖЭТФ, 23, 456 (1952).
5. Freier P., Ney E., Oppenheimer F., Phys. Rev., 75, 1451 (1949).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

М. И. ДАЙОН

О ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДА ОСТАТОЧНЫЙ ПРОБЕГ — РАССЕЯНИЕ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАССЫ ЧАСТИЦ В КАМЕРЕ ВИЛЬСОНА С ПЛАСТИНАМИ

В последние годы в работах по исследованию космического излучения широкое применение получили камеры Вильсона, внутри которых помещается большое число металлических пластин. Определение массы заряженных частиц в таких камерах представляет собой довольно сложную задачу. В некоторых случаях грубая оценка массы может быть произведена, например, по остаточному пробегу и ионизации.

В работе 1953 г. Эннис, Бридж и Ольберт [1] приводят удобные для практического применения формулы, позволяющие по углам рассеяния и соответствующим остаточным пробегам статистически определять массу частиц, останавливающихся в пластинах. При этом они вводят величину $\eta_i = \varphi_i R_i^\alpha$ (где φ_i — проекция угла рассеяния частицы, R_i — соответствующий остаточный пробег, $\alpha = 0{,}55$) и получают в так называемом «нормальном» приближении (см. [1]) следующее выражение для среднеквадратичного значения величины η_i:

$$\rho = \sqrt{\left(\frac{1}{n}\sum_{1}^{n}\eta_i^2\right)^2} = A\left(\frac{m_e}{m}\right)^{-\alpha}, \qquad (1)$$

где m — масса рассеивающейся частицы, m_e — масса электрона, n — число наблюдаемых углов рассеяния частицы в пластинах камеры, A — константа, зависящая практически только от свойств рассеивающего вещества.

Заметим, что обычно число пластин в камере и, следовательно, число наблюдаемых углов рассеяния для одной частицы не превышает 10—15. Поэтому из-за флюктуаций величин φ_i точность определения среднего значения массы одной частицы весьма невелика. Однако иногда имеется возможность группировать частицы одного сорта (одной массы) по какому-либо признаку (например по типу распада) и тем самым значительно повысить статистическую точность определения среднего значения их массы. Этим методом Росси с сотрудниками [2] в 1953 г. определял массу так называемых S-частиц. Представляет интерес проверить выражение (1) по заведомо известным частицам, например протонам или мезонам. Такая предварительная проверка была нами произведена в работе [3] при помощи сочлененного с большой камерой Вильсона* магнитного спектрометра Алиханяна и Алиханова: для мезонов и протонов, идентифицированных по импульсу и пробегу, масса определялась независимо по рассеянию и по остаточному пробегу в камере Вильсона.

Здесь мы хотим обратить внимание на то, что при применении (1) необходимо учитывать два обстоятельства.

* В камере помещалось семь латунных пластин, из которых две пластины толщиной по 0,5 см и пять пластин по 0,2 см.

1. Обычно наблюдаемая на фотографии проекция угла рассеяния φ'_i отличается от угла φ_i, входящего в формулу (1) и равного проекции угла рассеяния на плоскость, проходящую через первоначальную траекторию (до рассеяния в данной латунной пластине). Только в некоторых условиях опыта (например когда фотоаппарат достаточно удален от камеры и траектории частиц образуют не слишком большой угол с плоскостью, параллельной плоскости переднего стекла камеры, через которое осуществляется фотографирование) для вычисления массы частиц по (1) можно пользоваться углами φ'_i, так как $\Sigma\varphi'^2_i$ превышает $\Sigma\varphi^2_i$ всего на несколько процентов.

2. Формула (1) учитывает только кулоновское рассеяние частиц. Видно, что она очень чувствительна к большим углам рассеяния. Между тем рассеяние на большие углы с относительно большой вероятностью может происходить из-за ядерного рассеяния, а иногда большой угол рассеяния может имитироваться экспериментальными ошибками. Такие даже редкие случаи аномально больших углов сильно уменьшают значение массы частиц, вычисленное по формуле (1).

В наших условиях наблюдения «геометрия» для протонных траекторий была такова, что ошибка в определении значения массы из-за использования вместо φ_i углов φ'_i должна составлять всего несколько процентов. Однако вычисленная по формуле (1) масса протонов оказалась равной 1000 ± 150 m_e (по измерению 100 углов рассеяния в латунных пластинах толщиной 0,5 см) и равной 1300 ± 170 m_e (по измерению 138 углов рассеяния в латунных пластинах толщиной 0,2 см)*. Столь заниженное значение массы получается, повидимому, из-за наличия аномально больших углов рассеяния, вызванных ядерным взаимодействием. По расчету максимальное число аномальных углов, соответствующее геометрическому сечению взаимодействия протонов с ядрами меди, должно быть равно примерно 4 (в пластинах толщиной 0,5 см) и около 2,5 (в пластинах толщиной 0,2 см).

Для исключения больших углов рассеяния можно видоизменить формулу (1), а именно, при вычислении теоретического значения среднеквадратичного значения величины η (левая часть выражения (1)) пользоваться обрезанной при некотором значении $\eta = \eta_0$ функцией распределения величины η_i и соответственно при вычислении экспериментального значения $\left(\frac{1}{n}\Sigma\eta_i^2\right)^{\frac{1}{2}}$ исключить из рассмотрения экспериментальные значения $\eta_i > \eta_0$.

Отметим, что коэффициент A в формуле (1) мало изменяется, если производить обрезание функции распределения в различных местах при $\eta > 3\rho_T$ где ρ_T — среднеквадратичное значение величины η, вычисленное по формуле (1) для протонов. Место обрезания функции распределения произвольно и только сравнение с опытом может дать указание на то, где наиболее выгодно его произвести.

Оказалось, что в случае обрезания функции распределения при $\eta = 3\rho_T$ получаются следующие значения массы протона: 1600 ± 240 m_e по рассеянию в толстых пластинах и 1800 ± 235 m_e по рассеянию в тонких пластинах. При этом и в первом, и во втором случае исключено из рассмотрения по четыре экспериментальных значения η_i, что приблизительно соответствует ожидаемому максимальному числу случаев аномальных ядерных рассеяний.

---

* Здесь и дальше указаны статистические ошибки в определении массы, вычисленные по формуле $\frac{\Delta m}{m} = 2{,}22 \frac{\Delta \Pi}{\Pi}$, где $\frac{\Delta \Pi}{\Pi}$ определяется по формуле (30) работы [1].

Автор выражает благодарность А. И. Алиханяну за интерес к данной работе, а также А. А. Тер-Саакову, Ф. Р. Арутюняну и М. Л. Тер-Микаеляну за помощь в обработке данных.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Annis M., Bridge H. S., Olbert S., Phys. Rev., 89, 1216 (1953).
2. Bridge H. S., Peyron C., Rossi B., Safford R., Phys. Rev., 90, 921 (1953).
3. Дайон М. И., ДАН СССР, 100, 453 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

А. В. ХРИМЯН

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РАСЩЕПЛЕНИЙ, ВЫЗВАННЫХ В СВИНЦЕ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Еще в 1949 г. А. И. Алиханян, М. И. Дайон и В. М. Харитонов [1] показали, что на высоте 3250 м над уровнем моря имеется интенсивный поток нейтронов высокой энергии, генерирующих в веществе протоны. В дальнейшем природа и спектр частиц, образованных при взаимодействии нейтронов с веществом, исследовались в той же лаборатории при по-

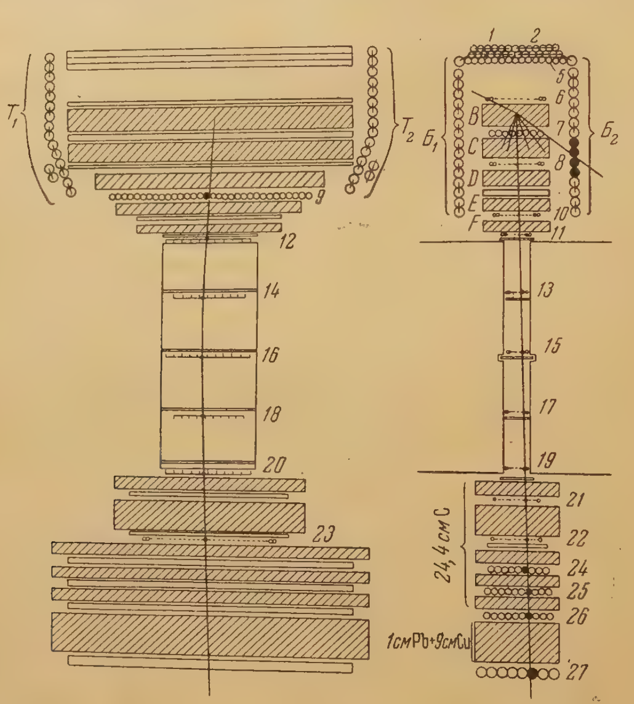


Рис. 1. Схема масс-спектрометра в двух взаимно перпендикулярных проекциях. В верхней и нижней частях установки помещаются системы годоскопических счетчиков с поглотителями, служащие для анализа природы первичных и вторичных частиц космических лучей

мощи масс-спектрометров [2, 3]. В этих работах, однако, рассматривались и анализировались только одиночные частицы, проходящие через спектрометр. Тем самым исключались, по крайней мере частично, продукты, возникающие в многолучевых «звездах».

Природа быстрых частиц, входящих в состав «звезд», полностью не установлена. Фактически отсутствуют прямые данные о составе вторичных частиц с импульсами больше 1 BeV c^{-1}, а также данные о соотношении между числами π^- и π^+-мезонов среди быстрых частиц, входящих в

состав «звезд». Сведения об отношении числа π^--мезонов к числу π^+-мезонов (N_{π^-}/N_{π^+}) имеются лишь для случая медленных мезонов ($E_{кин} < 40$ MeV) и сильно отличаются друг от друга по данным разных авторов [4—6]. Результаты анализа ливневых частиц при помощи камеры Вильсона [7—9] и фотопластинок [10] еще недостаточны для разрешения этих задач.

В 1954 г. мы показали [11], что масс-спектрометр Алиханяна и Алиханова может с успехом применяться для исследования частиц, входящих в состав «звезд», и определения их природы. Возможность определения знака заряда, большая точность измерения импульсов частиц, даваемая этим методом, позволяют производить анализ быстрых частиц, входящих в состав «звезд», вплоть до очень высоких энергий, где фотометод не применим. При помощи этого метода нами были получены данные о составе ливневых частиц с импульсом $p > 10^9$ eV c^{-1} [11].

В настоящей работе приведены данные о соотношении между числом положительных и числом отрицательных быстрых π-мезонов, возникших в «звездах». На основе полученных данных было оценено число π-мезонов среди ливневых частиц с импульсами больше 1 BeV c^{-1}.

Работа выполнена нами при помощи масс-спектрометра Алиханяна и Алиханова на высоте 3250 м над уровнем моря (г. Арагац). На рис. 1 схематически показан разрез прибора в двух взаимно перпендикулярных проекциях. Прибор состоит из масс-спектрометра (напряженность магнитного поля 6850 Oe) и дополнительного годоскопического устройства, установленного над спектрометром. Конструкция прибора позволила наблюдать частицы, входящие в состав как однолучевых, так и большинства многолучевых «звезд», созданных нейтральными частицами в свинцовых генераторах, расположенных в отсеках *B*, *C*, *D*, *E*, *F* годоскопического устройства. В плоскости магнитного отклонения траектория частиц определялась при помощи координатных рядов *9*, *12*, *14*, *16*, *18*, *20*, *23*; в перпендикулярной плоскости — при помощи рядов *5—8*, *10*, *11*, *13*, *15*, *17*, *19*, *21*, *22*, *24—27*. Ряды *6*, *8*, *10*, *24—27* — двухслойные; счетчики, перекрывающие щели между координатными счетчиками, соединены параллельно. «Звезда» считалась генерированной в свинцовых блоках *B*, *C*, *D*, *E*, *F* нейтральной частицей, если в рядах счетчиков *1*, *2*, *3*, *4*, *5*, *6* не отмечалось прохождения заряженных частиц. Вероятность одновременного пропуска в рядах *3—6* меньше чем 10^{-3}. Боковые ряды $Б_1$ и $Б_2$ и торцовые ряды T_1 и T_2 служили для выделения частиц, входящих в годоскопическое устройство сбоку, и для регистрации выходящих вбок частиц из «звезды». Траектория каждой частицы, испускаемой «звездой», анализировалась на специальном шаблоне. Выбирались только те случаи, когда можно было однозначно определить пространственную картину прохождения частиц через прибор. При этом траектория частицы, прошедшей через магнитное поле прибора, определялась не меньше чем четырьмя координатами в поле как в одной, так и в другой проекциях.

Среднеквадратичная ошибка определения импульсов 1 BeV c^{-1} и 5 BeV c^{-1} составляла соответственно 10 и 50 %.

Отношение N_{π^-}/N_{π^+}

Для определения отношения N_{π^-}/N_{π^+} необходимо было отделить (K^+, π^+)-мезоны от протонов. Для этого мы определяли верхний предел мáссы частиц по импульсу и наблюденному «ионизационному» пробегу R_i, т. е. по пробегу до первого наблюденного акта ядерного взаимодействия или до остановки в фильтрах прибора вследствие потерь энергии на ионизацию (рис. 2). Этим методом мы отобрали положительные частицы, масса которых меньше 1400 m_e; этот критерий был достаточен для надежного отделения положительных мезонов от протонов. Для определения отношения $N_{\pi^-, K^-}/N_{\pi^+, K^+}$ применялся такой же метод отбора отрицательных частиц.

Как показали Даниель и др. [12], в обычных «звездах» основную часть мезонов составляют π-мезоны. По оценкам А. И. Алиханяна и В. Ш. Камаляна [13], K-мезоны в исследуемом интервале импульсов составляют 10—15% от количества π-мезонов. Поэтому величина отношения $N_{\pi^-, K^-}/N_{\pi^+, K^+}$ обусловливается соотношением между числами π^-- и π^+-мезонов.

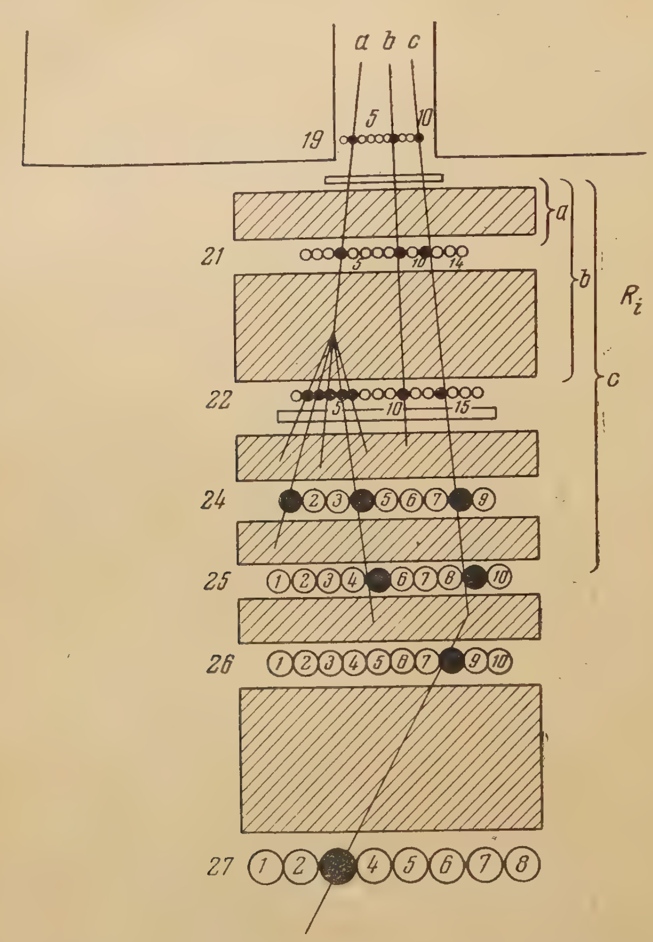


Рис. 2. Определение наблюденного «ионизационного пробега» R_i по пробегу частицы до первого наблюденного акта ядерного взаимодействия (случаи a и c) или остановки вследствие потерь энергии на ионизацию (случай b)

Для быстрых ядерно-активных частиц наблюденный пробег фактически определяется не «ионизационным» пробегом, а пробегом для ядерного взаимодействия *. Поэтому правильное определение отношения $f = N_{\pi^-}/N_{\pi^+}$ данным методом возможно только в том случае, если в веществе фильтров полное сечение (σ) ядерного взаимодействия π^-- и π^+-мезонов одинаковое. В нашем опыте это требование выполняется, так как основные данные, определяющие величину f, получены при помощи фильтров из графита (в 90% случаев наблюденный пробег частиц оказался не больше 39 г см$^{-2}$ С), для которого, по крайней мере при импульсах 130 MeVc^{-1}, $\sigma(\pi^-) = \sigma(\pi^+)$ с точностью порядка 10% [14, 15].

* Это обстоятельство практически ограничивает применение данного метода (и вообще метода «пробег—импульс») в области больших импульсов.

На рис. 3 приведены импульсные спектры вторичных частиц, возникших в свинцовых генераторах под действием нейтрального излучения. Спектр *а* соответствует случаям, когда частица явно возникла в многолучевой ($N > 2$)* «звезде». В спектр *б* включены частицы, наблюдав-

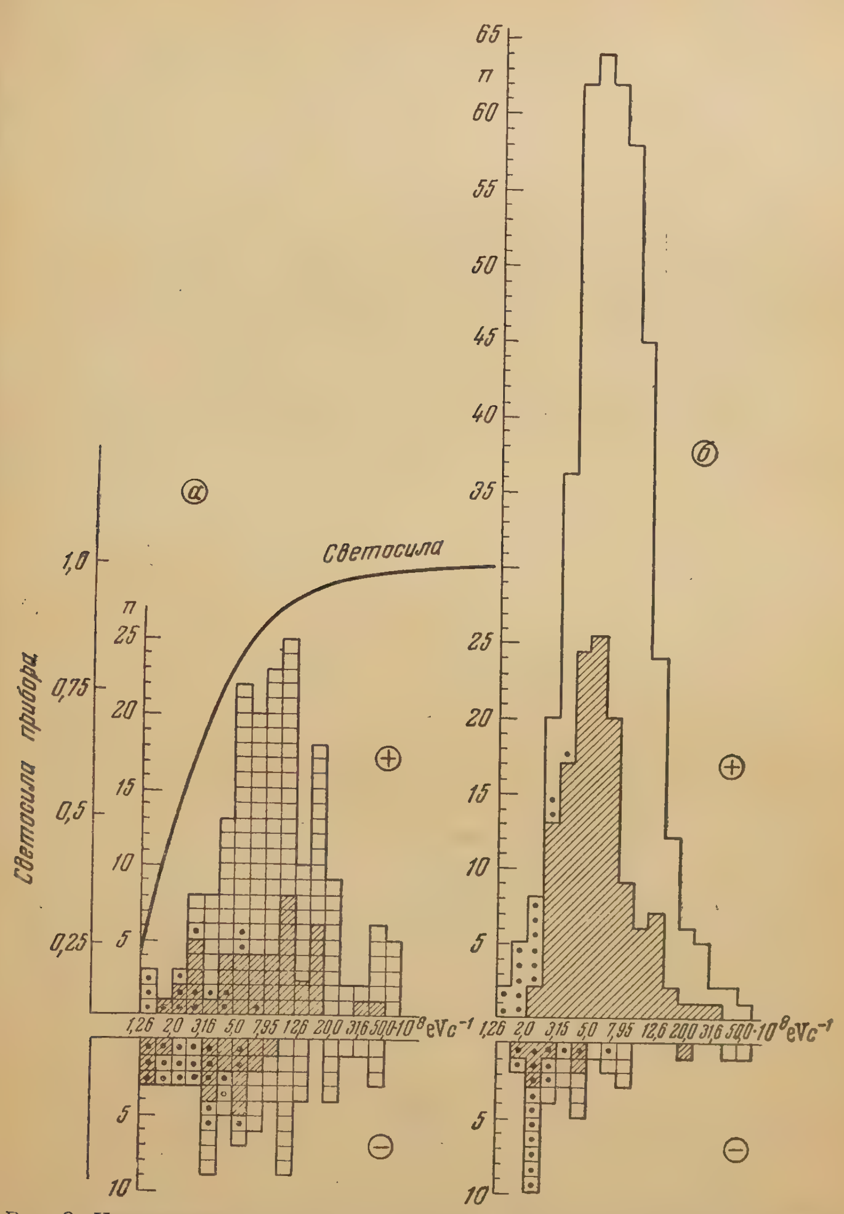


Рис. 3. Импульсные спектры вторичных частиц, возникших в свинце под действием нейтрального излучения: *а* — спектр частиц, возникших явно в многолучевых «звездах» ($N > 2$); *б* — спектр частиц, наблюдавшихся без ливневого сопровождения ($N = 1$). Штриховкой обозначен спектр частиц, возникших в слоях E и F (см. рис. 1). Точками отмечены частицы с массой, меньшей или равной 1400 m_e (масса определена по измерению импульса и пробега)

шиеся без ливневого сопровождения ($N = 1$); часть из них относится к типу $N \geqslant 2$, но они или не были разрешены годоскопической сис-

* N — число наблюденных компонент «звезды».

темой, или их короткопробежные компоненты были поглощены в самом генераторе. В этом отношении «чище» спектры частиц, возникших в генераторах E и F (заштрихованы), так как сравнительно небольшая толщина этих генераторов, а также наличие вокруг них счетчиков небольшого диаметра облегчали обнаружение малых «звезд». По импульсу и наблюденному пробегу отобраны 32 положительных и 40 отрицательных частиц с массой, меньшей или равной 1400 m_e. На рис. 3 они отмечены точками, а более подробные данные о них приведены в табл. 1. На рис. 3, *а* сплошной линией показана кривая светосилы прибора, т. е. зависимость эффективности регистрации частиц от величины импульса. В использованных в наших измерениях улавливающих фильтрах в результате ионизационных потерь останавливаются π-мезоны с импульсами 120 ÷ 230 MeVc^{-1}. Эффективность регистрации частиц с такими импульсами в нашей установке мала и поэтому число остановившихся в результате ионизационных потерь π-мезонов (см. табл. 1) также мало́.

Таблица 1

Распределение по массе наблюденных в «звездах» вторичных частиц с массой $\leqslant 1400\ m_e$

Тип звезды	Знак заряда мезона	Верхняя граница значения массы (в единицах m_e)			
		$\leqslant 1400$	$\leqslant 1000$	$\leqslant 600$	$\leqslant 500$
$N > 2$	+	16	15	5	3
$N > 2$	—	22	19	9	4
$N = 1$	+	16	13	10	6
$N = 1$	—	18	13	7	4
$N \geqslant 1$	+	32	28	15	9
$N \geqslant 1$	—	40	32	16	8

Из приведенных данных следует, что как в больших ($N > 2$), так и в малых ($N = 1$) «звездах», генерированных в свинце нейтральным

Таблица 2

Сравнение полученных нами результатов с данными других авторов о продуктах ядерных расщеплений

Метод наблюдения, высота места наблюдения, литературный источник	Природа частиц		Интервал импульсов MeVc^{-1}	Исследованное отношение	Результаты	
	первичных	вторичных			по данным [16, 8, 9]	наши данные ($f = 1{,}25$) *
Фотоэмульсии, 50 мм ртутного столба [16]	Заряженные и нейтральные	π-мезоны протоны	140 ÷ 580 660 ÷ 1230	$\frac{N_\pi}{N_p}$	1,34	$\frac{77}{53} = 1{,}45$
Камера Вильсона (магнитное поле), 3410 м над уровнем моря [8]	Заряженные (частично нейтральные)	Ливневые частицы	> 125	$\frac{N^+}{N^-}$	$\frac{152}{83} = 1{,}83$	$\frac{107}{59} = 1{,}81$
Камера Вильсона, 2840 м над уровнем моря [9]	Заряженные и нейтральные	Ливневые частицы	> 740 (p) > 115 (π)	$\frac{N_p}{N_\pi}$	$\frac{42}{55} = 0{,}77$	$\frac{78}{108} = 0{,}73$

* Если f заметно отличается от $1{,}2 \pm 0{,}4$, то результаты расходятся (см. табл. 3).

излучением, возникает приблизительно одинаковое* количество π^+- и π^--мезонов с импульсами $125 \div 600$ MeV c^{-1}.

Сравним полученные нами результаты с данными других авторов в предположении, что и при импульсах больших 600 MeVc^{-1} $f \approx 1$ (табл. 2). При этом в каждом отдельном случае группы частиц, а также интервалы импульсов для сравнения выбирались, исходя из условий экспериментов цитируемых работ. Полученное согласие данных показывает, что в «звездах», независимо от природы первичных частиц, возникает приблизительно одинаковое количество π^-- и π^+-мезонов и при импульсах, бóльших 600 MeV c^{-1}.

Состав вторичных частиц с импульсом $p > 10^9$ eV c^{-1}

Количество π-мезонов среди ливневых частиц с импульсами свыше 1 BeVc^{-1} определяется на основе спектров отрицательных и положительных частиц с $p > 1$ BeVc^{-1} и соотношения $f = N_{\pi^-} / N_{\pi^+}$. Эти данные были приведены выше как для многолучевых «звезд» (типа $N > 2$), так и для «звезд» типа $N = 1$ (см. рис. 2,*a* и *b*, а также табл. 1—3).

Таблица 3

Зависимость от величины f наших данных для отношения между числами частиц

Исследованное отношение	Литературный источник (для сравнения)	f					
		0,8	1	1,5	2	5	10
N_π/N_p	[16]	2,86	1,76	1,30	1,08	0,81	0,71
N^+/N^-	[8]	2,09	1,93	1,73	1,63	1,44	1,39
N_p/N_π	[9]	0,49	0,61	0,82	0,97	1,32	1,47

Из приведенных данных следует.

1. В «звездах», генерированных нейтронами в свинце, возникает приблизительно одинаковое* количество π^-- и π^+-мезонов ($f = 1,2 \pm 0,4$) в интервале импульсов $125 \div 600$ MeV c^{-1}. Это соотношение заметно не меняется при импульсах свыше 600 MeV c^{-1} (во всяком случае до 2 BeV c^{-1}) и, повидимому, слабо зависит (для Pb) от природы первичных частиц.

2. π-Мезоны составляют 40—50% от числа ливневых частиц с импульсами больше 1 BeV c^{-1}.

3. Спектр наблюденных «одиночных» π-мезонов, генерированных нейтронами в свинце толщиной $13 \div 25$ см (спектр *б*, рис. 3), при одинаковых условиях наблюдения заметно отличается от спектра π-мезонов (спектр *а*, рис. 3), наблюденных в сопровождении ливневых частиц, а именно: отношение $\frac{n_a}{n_a + n_б}$ для π-мезонов составляет примерно 0,6 и 0,9 в интервалах импульсов меньше 1 BeV c^{-1} и больше 1 BeV c^{-1} соответственно. При этом примерно 40% π-мезонов, наблюденных в «звездах», имеют импульсы, бóльшие или равные 1 BeV c^{-1}.

4. Одиночные π-мезоны составляют около 15 и 5% от всех генерированных «одиночных» частиц в интервалах импульсов меньше 1 BeV c^{-1} и больше 1 BeV c^{-1} соответственно; при этом около 90% π-мезонов имеют импульсы меньше 1 BeV c^{-1}.

* При условии $\sigma_{Pb}(\pi^-) = \sigma_{Pb}(\pi^+)$, где $\sigma_{Pb}(\pi)$ — полное сечение ядерного взаимодействия π-мезонов в свинце.

В заключение приношу глубокую благодарность А. И. Алиханяну за интерес к работе и за весьма ценные замечания, а также Т. Л. Асатиани, Г. В. Хримян, В. Ш. Камаляну, А. М. Гальперу за помощь в работе и И. И. Гольдману, М. Л. Тер-Микаеляну и Г. П. Елисееву за участие в обсуждении результатов.

Физический институт
Академии наук Арм.ССР

Цитированная литература

1. Алиханян А. И., Дайон М. И. и Харитонов В. М., ЖЭТФ, 19, 739 (1949).
2. Хримян А. В., ДАН СССР, 85, 75 (1952).
3. Дадаян А., Мерзон Г., ДАН СССР, 86, 259 (1952).
4. Barbour I., Phys. Rev., 78, 518 (1950).
5. Yagoda H., Phys. Rev., 85, 891 (1952); 95, 648 (1954).
6. Mei J. Y., Pickup E., Can. J. Phys., 30, 430 (1952).
7. Barker K. H., Butler C. C., Proc. Phys. Soc., A64, 4 (1951).
8. Whetten N. R., Preston R. S., Adams R. V., Walker R. M., Kraybill H. L., Phys. Rev., 93, 1356 (1954).
9. Kita I., Minakawa O., J. Phys. Soc., Japan, 9, 6 (1954).
10. Camerini U., Devies J. H., Fowler P. H., Franzinetti C., Muirhead H., Lock W. O., Perkins D. H., Yekutieli G., Phil. Mag., 42, 1241 (1951).
11. Хримян А. В., ДАН СССР, 96, 1155 (1954).
12. Daniel R. R., Devies J. H., Mulvey J. H., Perkins D. H., Phil. Mag., 43, 753 (1952).
13. Камалян В. Ш. и Алиханян А. И., ДАН СССР, 97, 425 (1954).
14. Anderson H. L., Fermi E., Nagle D. E., Yold G. B., Phys. Rev., 86, 413 (1952).
15. Aarons M. W., Ashkin J. F., Feiner F., Phys. Rev., 90, 342 (1953).
16. Progress in Cosmic Ray Physics, v. 1., p. 24, fig. 10. — Amsterdam, 1952.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

А. И. АЛИХАНЯН и В. Ш. КАМАЛЯН

СПЕКТР π-МЕЗОНОВ НА ВЫСОТЕ 3200 м НАД УРОВНЕМ МОРЯ

Настоящая работа была выполнена в течение 1953—1954 гг. с целью измерения импульсного спектра π-мезонов, возникающих при столкновении нейтронов космического излучения с ядрами свинца. Известно, что при столкновениях нуклонов умеренных энергий с ядрами π-мезоны образуются чаще, чем тяжелые мезоны; поэтому в первом приближении импульсный спекр мезонов, возникающих в таких столкновениях, можно отождествить со спектром π-мезонов.

До последнего времени сведения о спектре π-мезонов в космическом излучении ограничивались данными, полученными Камерини на высоте стратосферы методом фотопластинок. Между тем для ряда задач весьма важно знать спектр π-мезонов на уровне моря и на высотах гор. Особенно важно знать спектр π-мезонов при измерениях спектра масс частиц космических лучей, поскольку остановки π-мезонов в результате ядерных столкновений могут в ряде случаев имитировать тяжелые мезоны.

Измерение импульсного спектра π-мезонов производилось нами на высоте 3200 м над уровнем моря (г. Арагац) при помощи магнитного масс-спектрометра (магнитное поле 6850 Oe). Магнитный масс-спектрометр был снабжен дополнительным годоскопическим устройством, состоявшим из шести отсеков, где размещались свинцовые плиты толщиной 3 ÷ 8 см, надежно перекрытые со всех сторон счетчиками. Измерения производились при общей толщине свинца 10, 13, 15 и 18 см. Годоскопическое устройство помещалось непосредственно над магнитным спектрометром и при его помощи можно было отмечать случаи генерации заряженных частиц нейтральной компонентой космического излучения.

Заряженная частица, возникшая в одной из свинцовых плит, далее исследовалась в магнитном спектрометре обычным способом: определялся импульс и знак заряда частицы, а для частиц, испытавших остановку в улавливающих фильтрах, измерялась величина массы. Среднеквадратичная ошибка в измерении импульса частиц не превышала 3 % при импульсе $p = 2\cdot 10^8$ eVc^{-1} и 10 % — при $p = 10^9$ eVc^{-1}. Система срабатывала независимо от того, застряла генерированная частица в улавливающем устройстве или прошла через него.

Отбор траекторий

Отбирались только те частицы, траектории которых в плоскости «магнитного отклонения» содержали не менее четырех точек, удовлетворительно укладывавшихся на окружность, и в перпендикулярной проекции представляли прямые, не задевающие полюсов магнита.

Из всех правильных траекторий при построении спектра были использованы траектории тех частиц, которые не вызывали срабатывания по крайней мере ряда, закрывавшего сверху свинцовые плиты, и дополнительно других рядов годоскопического устройства. Частицы с такими траекториями считались генерированными в свинце нейтральной компонентой космического излучения. При этом наблюдались кратные загорания счетчи-

7*

ков в некоторых рядах годоскопического устройства, вызванные многолучевыми «звездами», образованными нейтронами высокой энергии.

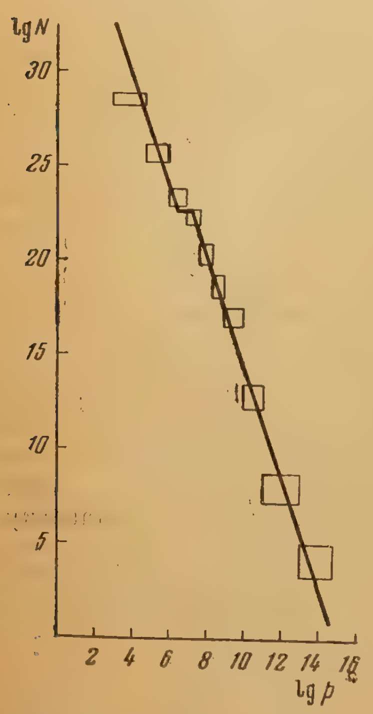
В магнитном спектрометре чаще всего фиксировались одиночные частицы, хотя в некоторых случаях компоненты «звезды» доходили до первого ряда счетчиков масс-спектрометра и вызывали дополнительные загорания.

При построении спектра использовались как траектории одиночных частиц, так и траектории частиц с лишними загораниями счетчиков первого ряда. В качестве улавливающих фильтров применялись графитовые плиты общей толщиной 32 г см$^{-2}$ и медные плиты толщиной около 130 г см$^{-2}$.

Результаты измерений

Известно, что большая часть заряженных частиц, генерируемых в свинце нейтронами космического излучения, являются протонами, а меньшая часть — мезонами.

При больших энергиях идентификация частиц встречается с трудностями, которые в случае применения фотометода приводят к невозможности отделить протоны от мезонов. Магнитный масс-спектрометр позволяет по знаку заряда надежно отличать мезоны от протонов даже при очень больших энергиях. Чтобы полностью исключить протоны, в настоящей работе использовались генерированные частицы отрицательного знака. В интервале импульсов $2 \div 17 \cdot 10^8$ eVc^{-1} всего было зарегистрировано 793 отрицательные частицы, удовлетворяющие указанным правилам отбора.



Импульсный спектр π-мезонов, генерированных в свинце нейтральной компонентой космического излучения

Дифференциальный импульсный спектр этих частиц, независимо от того, остановились они в улавливающем устройстве или прошли через него, представлен на рисунке. Как видно из графика, число частиц резко уменьшается с увеличением импульса. Из 793 частиц 85 имели импульс в интервале $1 \div 1{,}7 \cdot 10^9$ eVc^{-1}, а число частиц с импульсом свыше $1{,}7 \cdot 10^9$ eVc^{-1} было равно 34. Таким образом, частицы с импульсом свыше 10^9eVc^{-1} составляют около 14% всех генерированных отрицательных чатиц.

Полученный спектр π-мезонов хорошо описывается степенной функцией вида

$$N(p)\,dp = N_0 p^{-\gamma} dp,$$

причем $\gamma = 2{,}8 \pm 0{,}2$.

Обращает на себя внимание «нерегулярность» кривой спектра при импульсе $4—5 \cdot 10^8$ eVc^{-1}, после которого падение спектра происходит примерно с тем же наклоном, как и при малых импульсах. Подобная «нерегулярность» спектра при энергии $500 \div 700$ MeV наблюдается и в спектре Камерини. Нерегулярность хода может быть вызвана тем, что среди частиц, генерированных в свинце, кроме π-мезонов, имеются и более тяжелые мезоны. Для выяснения аномального вида спектра требуется дальнейшее исследование при помощи ионизационных измерений, что мы и собираемся сделать в ближайшем будущем.

Сравнивая спектр π-мезонов, полученный в настоящей работе, со спектром Камерини, обнаруживаем резкое различие в ходе спектров. Полученный Камерини на высоте стратосферы спектр π-мезонов, возникающих в «звездах», регистрируемых в фотоэмульсиях, тоже описывается степенной функцией, но со значительно меньшим показателем степени $\gamma=1{,}5$. Полученное нами значение $\gamma=2{,}8\pm0{,}2$ является минимальным, так как относится к спектру мезонов, выходящих из толстого блока свинца. Истинный спектр π-мезонов можно получить из измеренного нами, если ввести поправки, связанные с ионизационными потерями, которые испытывают мезоны в свинцовых блоках. Полагая, что ядерное поглощение π-мезонов мало зависит от энергии, и вводя поправки на поглощение в свинцовых плитах вследствие ионизационных потерь, получаем исправленный спектр, отличающийся более крутым ходом (показатель степени $\gamma=3\pm0{,}2$). Следует отметить, что спектр протонов, генерированных нейтронами в свинце, на этих же высотах согласно измерениям Дадаяна и Мерзона [1] тоже описывается степенной функцией с этим же показателем степени.

Полученные в настоящей работе данные позволяют сделать некоторые заключения о ядерном взаимодействии π-мезонов в фильтрах улавливающего устройства. В частности, они могут быть использованы для определения числа остановок π-мезонов в фильтрах, которые произошли вследствие ядерных столкновений. Число таких «неионизационных» остановок π-мезонов очень существенно знать при измерениях спектра масс частиц космических лучей методом пробег — импульс. Рассмотрим все частицы, которые остановились или испытали взаимодействие (образование «звезд», рассеяние) в фильтрах общей толщиной 6 см графита, и частицы, прошедшие через этот блок графита и не испытавшие взаимодействия.

Данные о взаимодействии π-мезонов в графитовых фильтрах толщиной 6 см для разных интервалов импульсов

p, 10^8 eV c^{-1}	Число прошедших частиц	Число случаев взаимодействия		
		ожидаемое (из геометр. сечения)	наблюдаемо	ожидаемое при $\sigma=0{,}76\sigma_{\text{геом.}}$
2,35 ÷ 4,7	108	19	35	
4,7 ÷ 8,0	129	25	16	16
4,7 ÷ 17,0	214	38	21	26

В таблице приведены данные для различных импульсных интервалов. Первый интервал импульсов $2{,}35\div4{,}7\cdot10^8$ eVc^{-1} соответствует частицам с массами $500\div1200\ m_e$, остановившимся в блоке указанной толщины вследствие потерь энергии на ионизацию.

В этом интервале импульсов число частиц, прошедших без видимых взаимодействий, равнялось 108. Считая, что эффективное сечение взаимодействия π-мезонов с ядрами графита равно геометрическому, для полного потока в 143 частицы при толщине графита 6 см находим, что ожидаемое число испытавших ядерное взаимодействие частиц равно 19. Наблюдено же 35, т. е. примерно в два раза больше ожидаемого. Во втором интервале импульсов $4{,}7\div8\cdot10^8$ eVc^{-1} при той же толщине блока прошли без взаимодействия 129 частиц. Для зарегистрированного потока частиц ожидалось 25 случаев взаимодействия, а наблюдалось 16.

Из работ, выполненных на ускорителях, известно, что сечение взаимодействия π-мезонов с импульсом $5{,}5\cdot10^8$eVc^{-1} с ядрами графита равно примерно 0,7 геометрического сечения. Если принять, что для рассматривае-

мого импульсного интервала $4{,}7 \div 8\cdot10^8 \mathrm{eV}c^{-1}$ сечение взаимодействия равно 0,7 геометрического, то ожидаемое число взаимодействий будет равно 16, что согласуется с опытными данными.

Из изложенного выше следует, что в импульсном интервале $2{,}35 \div 4{,}7\cdot10^8 \mathrm{eV}c^{-1}$ по крайней мере половина частиц не может быть обусловлена ядерными остановками π-мезонов. Отсюда следует, что избыточное число случаев остановки обусловлено тяжелыми мезонами с массами $500 \div 1200\ m_e$.

Аналогичный вывод был получен раньше в работах, выполненных при помощи магнитного спектрометра с пропорциональным счетчиком. По данным Харитонова [2] не больше 35 % случаев появления частиц с массой около 1000 m_e можно отнести к ядерным остановкам π-мезонов. Подобный результат был получен в работах, выполненных при помощи магнитного спектрометра, соединенного с камерой Вильсона*.

Заключение

1. В настоящей работе получен спектр π-мезонов, генерированных в свинце. Спектр описывается степенной функцией с показателем степени $\gamma = 3 \pm 0{,}2$.

2. В импульсном интервале $2{,}35 - 4{,}7\cdot10^{-8} \mathrm{eV}c^{-1}$ по крайней мере половина числа остановок не обусловлена ядерным взаимодействием π-мезонов.

Физический институт
Академии наук Арм.ССР

Цитированная литература

1. Дадаян А. Т., Мерзон Г. И., Изв. АН СССР, Серия физич., **17**, 72 (1953).
2. Харитонов В. М., Диссертация, Физический институт АН Арм. ССР, Ереван, 1955.

---

* Работа выполнена А. И. Алиханяном, Н. В. Шостакович, В. М. Федоровым и Г. И. Мерзоном.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

М. С. КОЗОДАЕВ и А. И. ФИЛИППОВ

ИЗМЕРЕНИЕ МАСС ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРИ ПОМОЩИ КАМЕР ВИЛЬСОНА*

Изучение состава космического излучения привело ряд авторов [1—3] к выводу о существовании тяжелых мезонов с массой большей, чем масса π-мезона. Однако к 1950 г. было еще очень мало данных об этих частицах. Наши работы 1950—1952 гг., выполненные на высоте 3250 м над уровнем моря (г. Арагац) при помощи камер Вильсона, посвящены измерению масс и изучению свойств тяжелых мезонов. Тяжелые мезоны генерировались частицами космического излучения в свинцовом блоке, располагавшемся над установкой. Определение массы производилось по импульсу и пробегу частицы. Импульс определялся путем измерения кривизны следа частицы в цилиндрической камере Вильсона, помещенной в магнитное поле напряженностью 4500 Oe.

В измерениях 1950—1951 гг. (опыт I) для определения пробега частицы использовались поглотители. При помощи трех «ковров» из счетчиков, включенных на совпадения, и четвертого, включенного на антисовпадения, регистрировались частицы, прошедшие через камеру Вильсона и остановившиеся в поглотителе. Под камерой помещалась только одна пластина поглотителя, при этом установка регистрировала частицы с пробегами 10,4 ÷ 22,4 г см$^{-2}$ (в пересчете на пробег в воздухе). Так как истинный пробег частиц с равной вероятностью мог иметь любое значение в указанных пределах, ниже мы даем два значения масс: одно — соответствующее минимальной толщине поглотителя, и второе — максимальной. В действительности погрешность в определении масс оказывается еще больше из-за многократного рассеяния частиц в газе камеры, статистических флюктуаций пробега и других причин. Эти дополнительные ошибки в определении массы частиц были рассчитаны с учетом возможных погрешностей в измерении импульса и пробега. Для проверки вычислений были произведены измерения кривизны следов остановившихся частиц при выключенном магнитном поле. Экспериментальная проверка показала правильность вычисленных значений ошибок определения массы частиц. В табл. 1 приведены значения импульсов для частиц различных масс, регистрируемых установкой.

Таблица 1

Значения импульсов для частиц различных масс

Масса частицы, m_e	1836	1000	600	276	209
Импульс, MeV c^{-1} . . .	470÷590	305÷395	215÷285	125÷175	105÷145

В измерениях 1950—1951 гг. было получено более 1500 фотографий. Для определения масс частиц использовались только те фотографии, на которых следы располагались в центральной области камеры Вильсона

* Описание аппаратуры, применявшейся в данных экспериментах, будет опубликовано в журнале «Приборы и методы экспериментальной физики».

и не имели искажений. В результате отбора оказалось возможным произвести измерение массы 120 частиц, остановившихся в поглотителе. Определение массы частиц показало, что из этого числа в группу протонов можно отнести 81, в группу π- и μ-мезонов — 33 частицы. Остальные 6 частиц имели массу бо́льшую, чем масса π-мезона. Данные об этих частицах приведены в табл. 2.

При определении массы мы исходили из предположения, что пробег в поглотителе обусловлен только ионизационным торможением. Однако вследствие неионизационного торможения π-мезонов возможно завышение значений измеренной массы частицы. Без специально проведенного эксперимента трудно определить, какая доля частиц была отнесена к тяжелым мезонам за счет неионизационного торможения. Однако распределение всех зарегистрированных случаев остановок по импульсам показывает заметное увеличение плотности частиц в области импульсов, соответствующих тяжелым мезонам.

Таблица 2

Данные о зарегистрированных в 1950—1951 гг. частицах с массой, превышающей массу π-мезона

Масса частицы, m_e		Знак частицы
от	до	
945—130	1300+185	+
770—110	1055+150	+
725—100	995+140	+
725—100	995+140	+
690—85	955+130	—
620—75	870+115	—

Таблица 3

Данные о зарегистрированных в 1952 г. частицах с массой, превышающей массу π-мезона

Масса частицы, m_e		Знак частицы
от	до	
940—130	1045+145	+
925—130	1005+140	+
1215—170	1325+180	+
1065—145	1135+155	+
1065—145	1135+155	+

В измерениях 1952 г. (опыт II) нами была применена более совершенная аппаратура, позволявшая наблюдать характер остановок частиц и более точно определять их пробег. На рисунке показана схема применявшейся для измерений установки. Для измерения импульса использовалась цилиндрическая камера Вильсона (*I*) ф 200 мм, помещенная в магнитное поле напряженностью 4500 Ое, а для наблюдения характера остановок и измерения пробега применялась прямоугольная камера Вильсона (*II*) размером 400 × 250 × 130 мм с помещенными внутри нее пятью латунными пластинками по 4 мм толщиной. Установка позволяла регистрировать частицы с пробегом 8,4 ÷ 21,4 г $см^{-2}$ (в пересчете на пробег в воздухе). Над установкой помещался блок свинца толщиной 8 см.

При помощи четырех «ковров» из счетчиков и соответствующей электронной аппаратуры регистрировались только те частицы, которые проходили через верхнюю камеру и останавливались в нижней. Установка позволяла регистрировать частицы различных масс приблизительно с с теми же импульсами, что и в опыте I.

За 350 час эффективной работы установки было получено 2100 фотографий. Определение массы частиц производилось только в тех случаях, когда удовлетворялись следующие требования: а) имело место геометрическое соответствие следов в цилиндрической и прямоугольной камерах Вильсона, б) след располагался в центральной области цилиндрической камеры Вильсона, в) отсутствовали искажения следа частицы в цилиндрической камере Вильсона, г) частица в прямоугольной камере Вильсона остановилась в результате потерь энергии на ионизацию.

После произведенного отбора оказалось возможным определить массу 99 остановившихся частиц. Определение массы этих частиц показало, что

63 из них можно отнести к протонам, 23 — к π-мезонам и 8 — к μ-мезонам. Пять частиц имели значения масс, приведенные в табл. 3.

Вследствие того, что все зарегистрированные частицы остановились в результате потери энергии на ионизацию, ошибки, вызванные ядерным взаимодействием π-мезонов, исключаются. На основании оценок аппаратурных погрешностей можно определить, какова вероятность того, что при измерении импульсов протонов и мезонов, остановившихся в прямоугольной камере Вильсона, значения импульсов могут оказаться соответствующими частицам с массой 500 ÷ 1000 m_e. Эта вероятность составляла не более 0,1 %, а математическое ожидание регистрации протонов и мезонов как частиц с массой 500 ÷ 1000 m_e равнялось 0,1 частицы. Таким образом, с большой определенностью можно сделать заключение о существовании тяжелых мезонов с массой около 1000 m_e. Этот результат также подтверждает наши данные, полученные в измерениях 1950—1951 гг., где наблюдалась группировка частиц по массам в области около 1000 m_e.

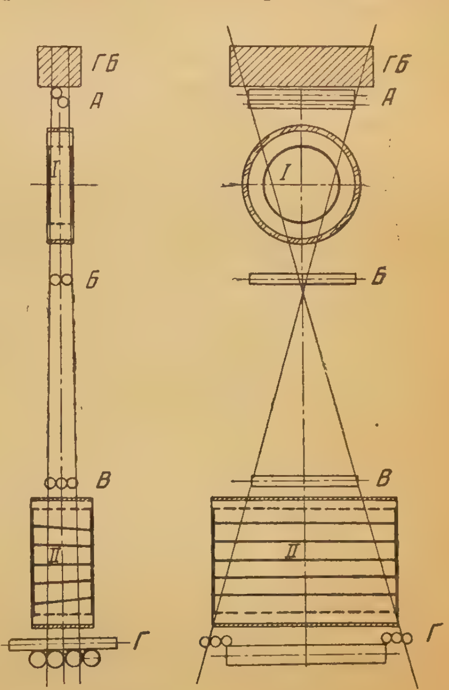


Схема установки, применявшейся в опыте II: *I* — цилиндрическая камера Вильсона, *II* — прямоугольная камера Вильсона с пластинками; *А*, *Б* и *В* — «ковры» из счетчиков, включенные на совпадения, *Г* — «ковер» из счетчиков, включенный на антисовпадения, *ГБ* — блок свинца толщиной 8 см. Расстояние между центрами камер *I* и *II* — 700 мм

Среди зарегистрированных нами остановок тяжелых мезонов только одна сопровождается видимой вторичной частицей. Вторичная частица проходит через две пластины в камере без заметного увеличения ионизации. По ионизации, пробегу и рассеянию она не может быть отождествлена ни с протоном, ни с позитроном, а идентифицируется как π- или μ-мезон, кинетическая энергия которого больше 40 MeV. В других случаях остановок тяжелых мезонов видимых вторичных частиц не наблюдалось, вероятно, потому, что энергия вторичных частиц недостаточна для выхода их из пластинки. Анализ полученных фотографий показывает, что примерно в 50 % случаев остановок в пластинах положительных π- и μ-мезонов наблюдаются позитроны распада. Расчет показывает, что приблизительно такое количество позитронов распада и должно выходить из применявшихся пластин, следовательно, мы могли эффективно наблюдать вторичные частицы, если бы их пробег был достаточно велик.

В нашем опыте не было зарегистрировано случаев остановки частиц, которые можно было бы однозначно идентифицировать как остановку τ-мезонов. Значит, или среди образующихся в свинце K-мезонов содержится лишь небольшое количество τ-мезонов, или время жизни τ-мезонов меньше времени жизни зарегистрированных тяжелых мезонов. Однако согласно опубликованным в настоящее время данным [4] время жизни τ-мезонов, повидимому, больше $5 \cdot 10^{-9}$ сек, и тогда они должны эффективно регистрироваться установкой. Поэтому приходится считать более правильным первое предположение. Представляется возможным оценить отношение числа тяжелых мезонов к числу π-мезонов в условиях наших измерений. С учетом светосилы установки эта величина составляет $6 \pm 4\%$. Однако необходимо заметить, что оценка производилась по верхнему значению

светосилы, что, возможно, дало завышенное значение для числа тяжелых мезонов по отношению к π-мезонам. По отношению к протонам число тяжелых мезонов составляет $12 \pm 7\%$. В этом случае погрешность из-за ошибок в определении светосилы менее значительна.

Наблюдалась также положительная частица, значение массы которой лежит в пределах от 525^{-60} до 570^{+65} m_e. Эта частица отнесена нами к группе π-мезонов, несмотря на сравнительно большое отклонение от номинального значения массы. В месте остановки этой частицы наблюдается вторичная частица, которая по характеру рассеяния и ионизации идентифицируется как позитрон.

Из табл. 2 и 3 видно, что все зарегистрированные в опыте II тяжелые мезоны обладают положительным зарядом, а из шести частиц, отнесенных к этой группе по данным опыта I, четыре также положительные. Наблюдающееся преобладание частиц положительного знака нельзя объяснить статистическими флюктуациями. Факт наблюдения в условиях нашего опыта значительного избытка положительных тяжелых мезонов может быть объяснен одной из следующих причин.

1. Рождаются в основном только положительные мезоны.
2. Отрицательные мезоны имеют очень малое время жизни и распадаются, не достигнув регистрирующей части установки; это согласуется с данными, полученными фотометодом, который позволяет регистрировать частицы с малым временем жизни.
3. Отрицательные мезоны очень сильно взаимодействуют с веществом и поэтому не доходят до регистрирующей части установки.

На наличие большого избытка положительно заряженных тяжелых мезонов с массой около 1000 m_e, указывается также в работах Грегори, Лепринс-Ринге и др. [5, 6]. Так как в группу тяжелых мезонов, зарегистрированных в опыте I, могли попасть мезоны, испытавшие неионизационное торможение, то вполне возможно, что все тяжелые мезоны с массой около 1000 m_e, наблюдаемые в условиях данного эксперимента, обладают положительным зарядом. Исходя из геометрических размеров установки и скоростей частиц, можно считать, что время жизни зарегистрированных нами К-мезонов должно быть больше $5 \cdot 10^{-9}$ сек. На существование К-мезонов с временем жизни больше чем $5 \cdot 10^{-9}$ сек имеются также указания в опубликованных работах [6, 7].

Пользуемся случаем, чтобы выразить нашу признательность И. В. Курчатову и А. И. Алиханяну за предоставление возможности проведения данной работы, а также В. М. Федорову за участие в измерениях в 1950—1951 гг. Большая помощь в работе была оказана нам А. А. Марковым и А. Н. Синаевым, за что приносим им свою благодарность.

Институт ядерных проблем
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Алиханян А., Алиханов А., Морозов В., Мусхелишвили Г. и Хримян А., ДАН СССР, 58, 1321 (1947).
2. Brown R., Camerini U., Fowler P. H., Muirhead H., Powell C. F., Ritson D. M., Nature, 163, 82 (1949).
3. Алиханян А., Гуревич И., Самойлович Д., Бабаян Х., ЖЭТФ, 19, 667 (1949).
4. Amaldi E., Fabri E., Hoang T. F., Lock W. O., Scarsi L., Touschek B., Vitale B., Nuovo Cim., 12, Suppl. No. 2, 419 (1954).
5. Gregory B., Lagarrigue A., Leprince-Ringuet L., Muller F., Peurou Ch., Nuovo Cim., 11, 292 (1954).
6. Armenteros R., Gregory B., Lagarrigue A., Leprince-Ringuet L., Muller F., Peyrou Ch., Nuovo Cim., 12, Suppl. No. 2, 324 (1954).
7. Mezzetti L., Keuffel J. W., Nuovo Cim., 12, Suppl. No. 2, 245 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

М. С. КОЗОДАЕВ, А. А. МАРКОВ и А. А. ТЯПКИН

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ π^+-МЕЗОНОВ

Время жизни π-мезонов космического излучения было впервые измерено Камерини, Пауэллом и другими [1] в 1948 г. Регистрируя обратный поток μ-мезонов при помощи фотопластинок, они определили среднее время жизни π-мезонов, которое оказалось равным $(6\pm3)\cdot10^{-9}$ сек. В том же году Ричардсон [2] при помощи фотопластинок по ослаблению интенсивности пучка мезонов в магнитном канале измерил время жизни отрицательных π-мезонов, генерируемых на ускорителе. Среднее время жизни, полученное в этих измерениях, равно $\left(1{,}11\begin{cases}+0{,}31\\-0{,}22\end{cases}\right)\cdot10^{-8}$ сек. Мартинелли и Пановский [3] при помощи того же метода в 1950 г. получили для среднего времени жизни положительных π-мезонов значение $\left(1{,}97\begin{cases}+0{,}17\\-0{,}14\end{cases}\right)\cdot10^{-8}$ сек.

В 1950 г. Краусхар и другие [4] впервые применили электронный метод измерения времени жизни π-мезонов. В этих измерениях среднее время жизни положительных π-мезонов получилось равным $(1{,}65\pm0{,}33)\cdot10^{-8}$ сек. Однако в работе [5] при помощи аналогичного электронного метода измерения было найдено, что среднее время жизни положительных π-мезонов, генерируемых на ускорителе, равно $(2{,}65\pm0{,}12)\cdot10^{-8}$ сек.

Таким образом, проведенные в 1948—1950 гг. измерения среднего времени жизни π-мезонов привели к результатам, не согласующимся друг с другом в пределах указанных авторами ошибок измерений. Наиболее сильно отличающийся от других результат был получен для времени жизни π-мезонов в космическом излучении. В связи с этим нами в 1950 г. на высоте 3250 м над уровнем моря (г. Арагац) было проведено измерение времени жизни π^+-мезонов. В работе применялась электронная система, позволявшая измерять интервалы времени порядка 10^{-8} сек с точностью до 10^{-9} сек. Однако используемые во временных измерениях самогасящиеся счетчики с ф катода 5,6 мм имели среднее запаздывание разрядов $2{,}4\cdot10^{-8}$ сек. Случайные запаздывания из-за флюктуаций фронта электрических импульсов были практически устранены, так как счетчики работали в области больших перенапряжений, а импульсы от счетчиков усиливались и при помощи одновибратора стандартизовались. Флюктуации запаздывания импульсов в счетчиках не позволяли использовать для определения времени жизни π-мезонов случаи распада, происшедшие за время меньшее $4\cdot10^{-8}$ сек. Но основное затруднение, возникающее при использовании самогасящихся счетчиков, связано с чрезвычайно малой эффективностью регистрации актов $\pi\to\mu$-распадов, обусловленной малым пробегом вторичных μ-мезонов. В этих условиях измерений необходимо было осуществить жесткую селекцию импульсов, позволяющую надежно выделять редкие события $\pi\to\mu$-распада. Для выделения таких событий система управления была настроена на регистрацию остановившихся в установке μ-мезонов по запаздывающим позитронам распада. Кроме того, геометрическое расположение отдельных групп счетчиков, включенных в схему совпадений и антисовпадений, было выбрано с таким расчетом, чтобы обеспечить максимальную эффективность регистрации вторичных частиц и свести к мини-

муму возможность регистрации интервала времени, не связанного с распадом π-мезона.

На рис. 1 изображена блок-схема применявшейся в работе установки. Группами счетчиков *I*—*III*, включенными в схему совпадений, и группой счетчиков *V*, включенной на антисовпадение с тремя первыми, отбирались случаи, когда частица останавливалась в установке. Импульс, соответст-

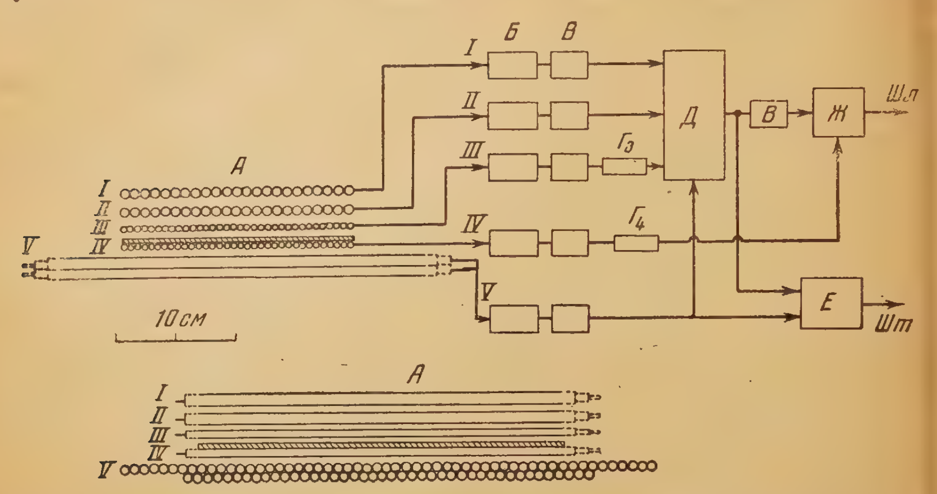


Рис. 1. Блок-схема установки: *А* — пять слоев счетчиков (внизу вид на счетчики сбоку), *Б* — усилители, *В* — одновибраторы, $Г_3$ и $Г_4$ — задерживающие линии каналов *III* и *IV* (время задержки соответственно $9 \cdot 10^{-8}$ сек и $17{,}5 \cdot 10^{-8}$ сек), *Д* — схема совпадений каналов *I*, *II*, *III* и антисовпадения канала *V*, *Е* — схема совпадений импульса с выхода схемы *Д* и задержанного импульса от канала *V*, *Ж* — измерительная ячейка, *Шл* — к шлейфу осциллографа, *Шт* — к шторке осциллографа

вующий остановке частицы (событие I + II + III — V), поступал со схемы совпадений *Д* на ячейку измерения времени *Ж*, где до момента прихода импульса с канала *IV* он успевал зарядить измерительную емкость. Величина потенциала, появляющегося на измерительной емкости, пропорциональна интервалу времени между импульсом со схемы *Д* и импульсом в канале *IV*, подключенном к счетчикам ряда *IV*.

В описываемой установке тракт импульса, начинающего измерение времени, включает схему тройных совпадений, в то время как в тракте, прекращающем зарядку измерительной емкости, отсутствует какая-либо селекция импульсов и производятся лишь необходимые электронные преобразования импульсов счетчиков. Как показали расчеты и контрольные измерения, в такого рода системах получается невыгодное статистическое распределение времен запаздываний, характеризующееся повышенной вероятностью появления больших запаздываний импульса совпадений, соответствующего первичной частице. Для того чтобы устранить эту несимметрию в статистическом распределении запаздываний импульсов, в канал *III* была введена линия $Г_3$ с временем задержки $9 \cdot 10^{-8}$ сек. Введение этой задерживающей линии позволило также использовать в каналах *I* и *II* счетчики большего диаметра (ф 8 мм). Кроме того, задерживающая линия в канале *III* улучшила условия работы схемы антисовпадений, так что разряды в счетчиках группы *V* выключали тройные совпадения даже при запаздывании импульсов до $12{,}5 \cdot 10^{-8}$ сек. Для того чтобы измерять также и запаздывания импульсов в счетчиках ряда *III* относительно импульсов в счетчиках ряда *IV*, в канал *IV* была введена линия $Г_4$ с временем задержки $17{,}5 \cdot 10^{-8}$ сек. При этом импульсам, одновременно возникающим на входах каналов *III* и *IV*, на измерительной емкости соответствовало изменение потенциала конечной величины.

Образующиеся на измерительной емкости импульсы напряжения после усиления и растягивания во времени поступали для записи на электромагнитный осциллограф типа МПО-1. На пленке осциллографа записывались отклонения луча света, пропорциональные измеряемым интервалам времени. Для перевода величины отклонения светового луча шлейфового осциллографа в величину интервала времени производилась запись калибровочных импульсов, соответствующих известным интервалам времени. Импульсы напряжения на измерительной емкости, а следовательно, и на шлейфе осциллографа возникали всякий раз, когда установкой отмечалось событие (I + II + III — V). Для проведения контрольных измерений в установке имелась возможность помещать между счетчиками рядов *III* и *IV* свинцовый поглотитель толщиной 2,8 г см$^{-2}$. Определяя число импульсов на выходе схемы *Д* при наличии свинцового поглотителя и без него, можно было установить, что в подавляющем большинстве случаев импульс на выходе этой схемы возникал не от поглотившихся в установке частиц, а от частиц, проходящих через всю установку, но не зарегистрированных счетчиками группы *V* или зарегистрированных с большим запаздыванием. На 1560 $\pm$ 20 частиц, проходящих через установку в 1 мин, на выходе схемы *Д* возникало около трех импульсов, что соответствует эффективности системы антисовпадений в 99,8 %. Такая эффективность была достигнута при расположении счетчиков группы *V* в два ряда, что устраняло неэффективность, обусловленную наличием щелей между счетчиками, и существенно уменьшало вероятность большого запаздывания импульсов в канале *V*.

Если бы разряды в счетчиках рядов *III* и *IV* не испытывали случайного запаздывания, то импульсы, возникающие на измерительной емкости от проходящих через всю установку частиц, имели бы одинаковую величину, соответствующую нулевому интервалу времени. Так как время жизни π-мезонов соизмеримо с временем случайного запаздывания разрядов в счетчиках, необходимо было избежать регистрации большого числа малых интервалов времени, соответствующих проходящим через установку частицам. Эта задача была решена таким образом, что работа шторки осциллографа управлялась схемой сдвинутых совпадений. На выходе этой схемы совпадений вырабатывался импульс напряжения только при наличии в счетчиках группы *V* разряда запаздывающего относительно импульса тройных совпадений на время $(0{,}5 \div 5{,}0)\cdot 10^{-6}$ сек. Этот импульс открывал шторку шлейфового осциллографа, благодаря чему на фотопленке записывались только те измерения интервалов времени, которые сопровождались распадом μ-мезонов в установке.

Таким образом, появлявшийся на измерительной емкости «импульс времени» записывался на фотопленке всякий раз, когда при совпадении разрядов в трех верхних группах счетчиков и при отсутствии в течение $12{,}5\cdot 10^{-8}$ сек разрядов в счетчиках группы *V* в них появлялся разряд, запаздывающий на время $(0{,}5 \div 5{,}0)\cdot 10^{-6}$ сек. Для записи этого импульса использовались два электромагнитных осциллографа: на пленке одного из них записывались отклонения луча света, соответствующие малым интервалам времени (меньше $12{,}5\cdot 10^{-8}$ сек); на пленке другого записывались отклонения, соответствующие интервалам времени больше $0{,}5\cdot 10^{-6}$ сек.

В тех случаях, когда остановившийся между рядами счетчиков *III* и *IV* μ-мезон распадался за время $(0{,}5 \div 5{,}0)\cdot 10^{-6}$ сек и давал позитрон или электрон, проходящий через счетчики рядов *IV* и *V*, на пленке второго осциллографа записывался импульс, соответствующий $\mu \to e$-распаду. Если же μ-мезон распадался за время большее $12{,}5\cdot 10^{-8}$ сек, но меньшее $0{,}5\cdot 10^{-6}$ сек, то возникающий на измерительной емкости импульс не записывался, так как шторки осциллографов оставались закрытыми. При распаде застрявших в установке μ-мезонов за время меньшее $12{,}5\cdot 10^{-8}$ сек не только шторки осциллографов оста-

вались закрытыми, но также в большинстве случаев на измерительной емкости не возникали импульсы, соответствующие этим интервалам времени. Применявшиеся в работе счетчики имели медные стенки толщиной 100 μ, поэтому позитрон, проходя через счетчики ряда *IV*, попадал в счетчики, включенные в схему антисовпадений. Таким образом, благодаря большой эффективности счетчиков группы *V* и использованию схемы задержанных совпадений, открывающей шторки осциллографов в случае распада μ-мезонов за время меньшее $12{,}5\cdot10^{-8}$ сек, соответствующие малые интервалы времени не регистрировались. Малый интервал времени мог быть зарегистрирован в тех сравнительно редких случаях, когда μ-мезоны, образовавшиеся при распаде застрявших в стенках счетчиков π^+-мезонов, попадали в рабочий объем какого-либо счетчика ряда *IV* и, распадаясь, давали позитроны, проходящие через счетчики группы *V*. Определение статистического распределения интервалов времени, обусловленных распадом π-мезонов, и составляло цель настоящей работы.

Малый фон случайных совпадений в этих измерениях был достигнут за счет увеличения эффективности счетчиков группы *V* и за счет расположения их непосредственно за счетчиками группы *IV*. Например, для того чтобы был зарегистрирован интервал времени порядка 10^{-8} сек, обусловленный чисто случайными причинами, необходимо было совпадение трех независимых событий: 1) прохождение через телескоп из первых трех групп счетчиков частицы, не зарегистрированной счетчиками группы *IV* и *V*; 2) последующее (через время порядка 10^{-8} сек) прохождение через счетчики группы *IV* частицы, не зарегистрированной счетчиками группы *V* и 3) прохождение через счетчики группы *V* частицы, запаздывающей на время $(0{,}5 \div 5{,}0)\cdot10^{-6}$ сек. Частота первого и второго событий в значительной мере определяется эффективностью и относительным расположением счетчиков группы *V*. Такую же важную роль играли эти факторы и в уменьшении влияния других возможных случайных совпадений.

В основном ложные измерения возникали от μ-мезонов, прошедших через телескоп из первых четырех рядов счетчиков и остановившихся в установке между рядами счетчиков *IV* и *V*. В этих случаях на первом шлейфовом осциллографе должны записываться импульсы, соответствующие нулевому интервалу времени. Однако в результате случайного запаздывания разрядов в счетчиках группы *IV* вместо нулевых интервалов, соответствующих таким μ-мезонам, могли быть зарегистрированы интервалы и больше $4\cdot10^{-8}$ сек. Для того чтобы отделить интервалы времени, относящиеся к $\pi\rightarrow\mu$-распаду, от этих интервалов, вызванных редкими случаями больших запаздываний разрядов в счетчиках, необходимо было хорошо знать статистическое распределение запаздываний разрядов в счетчиках. Кривая распределения запаздываний разрядов в счетчиках от проходящих через установку частиц была тщательно изучена до начала измерений времени жизни π-мезонов и повторно определялась через каждые 100 часов работы установки. В этих контрольных измерениях шторка осциллографа открывалась самим импульсом, возникающим на измерительной емкости, а для уменьшения эффективности антисовпадений отключался верхний ряд счетчиков группы *V*. В найденном распределении запаздываний разрядов в счетчиках рядов *III* и *IV* не было обнаружено отступлений от симметрии, т. е. относительное запаздывание импульсов счетчиков ряда *IV* повторялось столь же часто, как и относительное запаздывание импульсов ряда *III*.

При измерении времени жизни π-мезонов производилась запись интервалов времени, соответствующих как относительному запаздыванию импульсов от счетчиков ряда *IV*, так и запаздыванию импульсов от счетчиков ряда *III*. По числу интервалов времени больше $4\cdot10^{-8}$ сек, отвечающих запаздыванию импульсов в счетчиках ряда *III*, определялось число

интервалов времени больше $4 \cdot 10^{-8}$ сек, соответствующих запаздыванию импульсов в счетчиках ряда *IV*, но не имеющих отношения к распаду π-мезонов. В результате проведенных измерений было зарегистрировано 135 интервалов времени больше $4 \cdot 10^{-8}$ сек. Из них 92 интервала соответствовали относительному запаздыванию импульса в счетчиках ряда *IV*, а остальные 43 интервала — относительному запаздыванию импульса в счетчиках ряда *III*. После вычитания 43 интервалов времени, статистическое распределение которых взято в соответствии с кривой случайных запаздываний разрядов в счетчиках, было получено распределение остальных 49 интервалов времени. На рис. 2 это распределение интервалов времени представлено в логарифмическом масштабе. Среднее время жизни положительных π-мезонов, определенное по наклону прямой, проведенной через экспериментально полученные точки по методу наименьших квадратов с учетом статистического веса отдельных измерений, оказалось равным $(2,9 \pm 0,7) \cdot 10^{-8}$ сек. На рис. 2 отложено также общее количество интервалов времени, величина которых больше некоторого интервала, отложенного по оси абсцисс. Среднее время жизни π^+-мезонов, определенное по этим интегральным результатам, оказалось равным $(2,7 \pm 0,7) \cdot 10^{-8}$ сек. Большая погрешность измерений обусловлена как малым числом зарегистрированных интервалов времени, так и наличием фона от μ-мезонов, при определении которого также возникает статистическая погрешность.

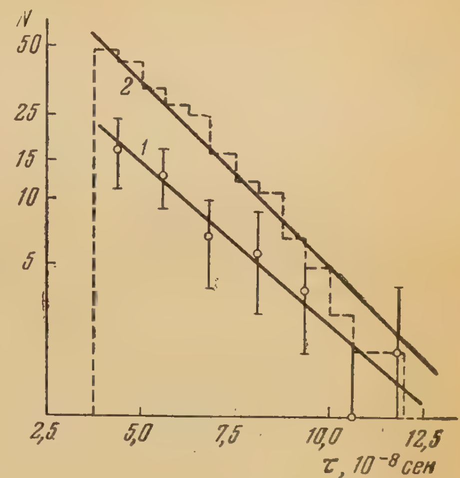


Рис. 2. Дифференциальное (*1*) и интегральное (*2*) распределения интервалов запаздывания

Среднее время жизни μ-мезонов, определенное по статистическому распределению интервалов времени, лежащих в пределах $(0,5 \div 1,5) \cdot 10^{-6}$ сек, было найдено равным $(1,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-6}$ сек. Результаты настоящей работы были описаны в [6]. Несмотря на малую статистическую точность измерений, можно утверждать, что полученное среднее время жизни π^+-мезонов не согласуется с результатами ранних измерений [1—4] и находится в хорошем согласии с результатами более поздних измерений [5, 7—10].

Авторы пользуются случаем выразить благодарность И. В. Курчатову и А. И. Алиханяну за внимание и помощь, оказанную при проведении данной работы, а также Ю. А. Прокофьеву, принимавшему большое участие в начальный период подготовки работы.

Институт ядерных проблем
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Camerini U., Muirhead H. and other, Nature 162, 433 (1948).
2. Richardson J. R., Phys. Rev., 74, 1720 (1948).
3. Martinelli E. A., Panofsky W. K. H., Phys. Rev., 77, 465 (1950).
4. Kraushaar W. L. and other, Phys. Rev., 78, 486 (1950).
5. Chamberlain O., Mozley F. R. and other, Phys. Rev., 79, 394 (1950).
6. Козодаев М. С., Марков А. А., Тяпкин А. А., Отчет ИЯП АН СССР, 1950.
7. Jakobson M., Schulz A. and other, Phys. Rev., 81, 894 (1951).
8. Wiegand C., Phys. Rev., 83, 1085 (1951).
9. Kraushaar W. L., Phys. Rev., 86, 513 (1952).
10. Lederman L. M., Booth E. T. and other, Phys. Rev., 83, 685 (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

В. А. ЛЮБИМОВ, Г. П. ЕЛИСЕЕВ и В. К. КОСМАЧЕВСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УРОВНЕ МОРЯ ПРИ ПОМОЩИ МАСС-СПЕКТРОМЕТРА ПУТЕМ ИЗМЕРЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ И ИОНИЗУЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

В настоящей работе нами было осуществлено новое усовершенствование масс-спектрометрического метода исследования частиц космических лучей, заключающееся в сочетании работы масс-спектрометра с системой, позволяющей (при помощи многослойного пропорционального счетчика) производить с большой точностью измерение ионизующей способности индивидуальных частиц. Измерение ионизующей способности частиц значительно расширило пределы экспериментальных возможностей, поскольку позволило распространить изучение спектров частиц космических лучей на область неионизационных остановок ядерно-активных частиц в широком интервале импульсов.

Изучение спектра масс частиц по импульсу и ионизации

Измерение массы частиц по импульсу и пробегу, осуществляемое на магнитном масс-спектрометре, обладает существенным недостатком, связанным с тем, что в ряде случаев частицы испытывают неионизационные остановки: с одной стороны, ядерно-активные частицы могут взаимодействовать с ядром, с другой — электроны, присутствующие в заметном количестве в космическом излучении, останавливаются в веществе благодаря радиационному торможению. В этих случаях масса частиц, подсчитанная по импульсу и пробегу, может значительно отличаться от истинной ее величины. Естественно, что это обстоятельство в значительной мере осложнило интерпретацию отдельных случаев, в особенности для частиц, давших по импульсу и пробегу значение массы, промежуточное между массой π-мезона и протона.

Прямое подтверждение ионизационного характера остановок частиц могло бы дать измерение ионизации, вызываемой заряженными частицами. Измерение ионизующей способности частиц на масс-спектрометре было предпринято [1, 2] (при помощи 10-слойного малоэффективного счетчика и пропорционального счетчика) и в лаборатории Алиханяна [3] (при помощи двух пропорциональных счетчиков). Однако эти способы измерения ионизующей способности оказались слишком грубыми для идентификации отдельных частиц по производимой ими ионизации и пригодными только для определения ионизующей способности больших групп частиц, обладающих одинаковой скоростью.

Для идентификации отдельных частиц по ионизации и импульсу необходимо было значительное увеличение точности в измерении ионизации. Осуществить увеличение точности в измерении ионизации оказалось возможным после того, как был найден эффективный способ обработки результатов измерения ионизации. Действительно, в работе [2] на основании экспериментальных результатов измерений с пропорциональным счетчиком нами было показано, что по четырем измерениям ионизующей способности моноэнергетических частиц, произведенным пропорциональным счетчиком с точностью порядка 30%, при помощи «универсального»

способа обработки можно найти наиболее вероятное значение ионизации с точностью около 10%. Для измерения ионизующей способности был изготовлен четырехслойный пропорциональный счетчик, который позволяет производить четыре независимых измерения ионизации, создаваемой индивидуальной ионизующей частицей, ионизующая способность которой потом находится «универсальным» способом по четырем значениям. Точность, с которой четырехслойный счетчик позволяет производить измерения ионизующей способности отдельных частиц, была найдена экспериментально по измерению ионизации, создаваемой электронами. Ионизация, вызываемая электронами, способными пройти магнитное поле масс-спектрометра, находится на «плато» ионизационной кривой и, следовательно, не зависит от импульса частицы. В этом смысле электроны являются удобными частицами для проверки работы четырехслойного счетчика. На рис. 1 в виде гистограммы отложены значения ионизации, полученные в четырехслойном счетчике для 115 электронов; критерием отбора электронов служило образование ливня в свинцовых фильтрах. Из этих данных найдено, что средняя точность в измерении ионизующей способности индивидуальной частицы четырехслойным счетчиком равна 10—12%. Такая точность уже доста-

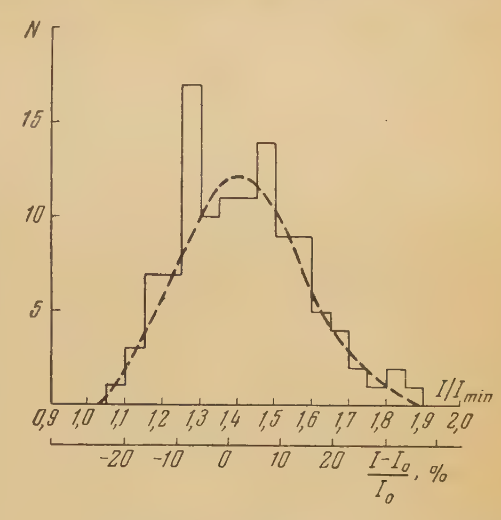


Рис. 1. Кривая распределения ионизации, вызываемой быстрыми электронами по данным измерений в четырехслойном пропорциональном счетчике; $I_0 = 1{,}38\ I_{min}$ — наиболее вероятная ионизация, вызываемая быстрым электроном. Относительная ошибка измерения ионизующей способности индивидуальной частицы $\sqrt{\overline{\sigma^2}} = 12\%$

Таблица 1

Зависимость ошибки в определении массы заряженной частицы от величины вызываемой ею ионизации при определении массы по импульсу и ионизации

$\frac{I}{I_{min}}$	8	4	1,9	1,2
$\frac{pc}{\mu c^2}$	0,345	0,570	1,0	1,72
$\frac{1+(pc/\mu c^2)^2}{2}$	0,5	0,66	1,0	2,0
$\frac{\Delta I}{I}$, %	±11,4	±11,4	±11,4	±11,4
$\frac{\Delta M}{M}$, %	±5,7	±7,5	±11,4	±22,8

точна для того, чтобы производить определение массы отдельной частицы по ионизации и импульсу. В табл. 1 приведены значения ошибок в определении массы, произведенном по ионизации и импульсу, в зависимости от точности измерения ионизации для частиц с различной ионизующей способностью. В четвертой строке приведены экспериментальные ошибки в измерении ионизации, которые в среднем дает четырехслойный счетчик для отдельной частицы с соответствующей ионизацией. В пятой строке даны ошибки в значениях массы, обусловлен-

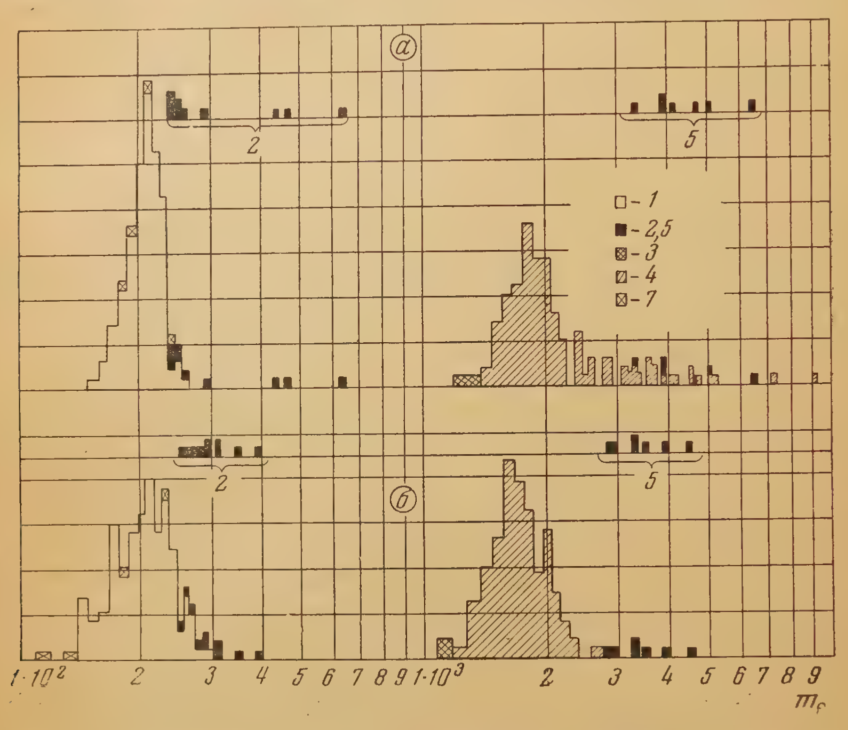


Рис. 2. Спектры масс частиц под слоем свинца толщиной 5 см (интервал пробегов 0,7 ÷ 12 см С). В верхней части — спектр, найденный по измерению импульса и пробега (*а*), в нижней части — по измерению импульса и ионизации (*б*); *1*—μ-мезоны, *2*—π-мезоны, *3*—частицы с массой около 1000 m_e, остановившиеся в улавливающем устройстве за счет потерь на ионизацию, *4* — протоны, *5* — дейтоны, *7* — электроны

ные погрешностями в измерении ионизации при данном значении импульса. Из этой таблицы видно, что разумный интервал ионизаций, внутри которого возможно измерение масс, это 1,2 ÷ 10 I_{min}. Последнее значение представляет собой верхний предел, который можно анализировать при помощи нашего радиотехнического устройства.

Для проверки нового способа измерения массы мы предприняли исследование спектра масс частиц космических лучей на уровне моря. Исследование проводилось на масс-спектрометре, позволявшем измерять как импульс, так и пробег частицы. В зазор магнита помещался четырехслойный пропорциональный счетчик. Конструкция масс-спектрометра в основном была той же, что и в предыдущих работах [1], за исключением того, что было улучшено измерение больших значений импульсов. Были получены спектры частиц под 2 и 5 см Pb, остановившихся в графитовых улавливающих фильтрах в интервале пробегов 0,7 ÷ 12 см С. Кроме того, исследовались спектры частиц под 0,2, 10 и 40 см Pb*, когда они останавливались

* Над установкой было только потолочное перекрытие, имевшее толщину примерно 12 г см$^{-2}$ легкого вещества.

свинцовом улавливающем устройстве в интервале пробегов 0,2÷6 см Pb. змерение массы частиц одновременно двумя способами позволило э только сравнить оба метода, но и в большинстве случаев однозначно становить природу частиц. На рис. 2 изображены спектры масс частиц, элученные под 5 см Pb, остановившихся в графитовом улавивающем стройстве. В верхней части рисунка показано распределение частиц, массы эторых найдены по измерению пробега и импульса, ниже изображено аспределение тех же частиц по массам, полученным по измерению им-ульса и ионизации. Распределения μ-мезонов по массам для обоих спо-эбов измерения масс довольно близки к гауссовому. Среднее значение шибки в измерении массы индивидуального μ-мезона составляет для юсоба импульс — пробег ± 9 %, а для способа ионизация — им-ульс $\pm 13{,}8$ %.

Частицы, масса которых, определенная обоими способами, давала зна-эния больше 250 m_e, принимались за π-мезоны. При таком отборе фон -мезонов среди π-мезонов был совершенно незначителен. Из рис. 2 идно, что значения масс π-мезонов, найденные по измерению пробега и мпульса, в ряде случаев сильно завышены, что обусловлено неиони-ационными остановками. Таким образом, π-мезоны имитируют частицы ромежуточных масс. С другой стороны, массы тех же π-мезонов, опреде-энные по измерению импульса и ионизации, образовали тесную группу экруг среднего значения. Средняя ошибка в определении массы отдель-эго π-мезона по импульсу и ионизации примерно та же, что и ошибка измерении массы μ-мезона.

В случае протонов особенно отчетливо видна разница в форме распре-эления, характеризующих оба способа определения массы. При измере-ии массы по пробегу и импульсу распределение имеет несимметричный ид с длинным «хвостом» в области больших значений масс, обусловлен-ым неионизационными остановками. Неионизационные остановки про-онов фактически не позволяют разделить по импульсу и пробегу протоны дейтоны, в то время как по импульсу и ионизации эти частицы прекрасно азделяются. Ошибка в определении массы протонов по импульсу и ио-изации составляет в среднем на каждое измерение примерно 14,2 %. од слоем свинца 5 см в графитовом улавливающем устройстве остано-ились четыре частицы, массы которых, определенные по импульсу, про-егу и ионизации, оказались близкими к 1000 m_e. В остальных опытах ыли получены аналогичные результаты. В опыте под слоем свинца 2 см графитовым улавливающим устройством было обнаружено несколько астиц со значением массы порядка 500 m_e, которые, однако, по ионіза-ии не могут быть отделены от электронов, поскольку быстрые электро-ы, обладающие ионизующей способностью, не зависящей от импульса, огут имитировать любую массу, если ее определять по импульсу и иониза-ии. В табл. 2 приведены сводные данные о частицах промежуточных масс, олученные во всех сериях измерений за 2297 часов съемки.

Полные спектры ядерно-активных частиц и соотношения между интенсивностями частиц космических лучей на уровне моря

При измерении массы по импульсу и пробегу исследование частиц может роводиться только в очень узком интервале импульсов, соответствующем тервалу пробегов, не говоря уже о том, что и внутри этого интервала не-ходимо отличать ионизационные остановки от неионизационных. При ом могут существовать частицы, которые вообще нельзя зафиксировать и помощи метода «импульс — пробег»; для этого достаточно, чтобы спектр пульсов таких частиц начинался не от нуля, а с некоторого зна-ния импульса, большего чем значение граничного импульса, соответ-вующего данному интервалу пробегов. Если нас интересует возможность личать известные частицы одну от другой, то при помощи измерения им-

Таблица 2

Характеристика частиц промежуточных масс, полученных во всех сериях измерений

Улавливающие фильтры	Толщина генератора над установкой, см Pb	Знак заряда	Импульс, 10^8 eV c^{-1}	Ионизация I/I_{min}	Пробег и поведение	Масса по ионизации, m_e	Масса по пробегу, m_e	Вероятность того, что частица — протон
Графит 0,7÷12 см	5*	—	3,87÷4,17	4,7 ±0,52	1,5÷6,7 см C	1400±170	1390÷3160	0
То же	5*	—	1,90÷2,08	8,05±0,9	1,6÷7,3 см C	1130±160	160÷1060	0
То же	5	+	4,17÷4,46	2,79±0,8	9,6÷11,1 см C	1110±100	1285±115	0,0002
То же	5	+	3,87÷4,17	3,5 ±0,35	6,7÷8,2 см C	1250±150	1400±165	0,0004
То же	2	+	4,17÷4,76	2,85±0,2	11,1÷12,6 см C	1190±140	1310±160	0,0001
Свинец 0,2÷6 см	0**	—	3,87	5,7 ±0,62	Звезда или распад	1740±150	—	0
То же	2*	—	2,50÷2,62	5,45±0,7	Звезда или распад	1090±120	—	0
То же	10*	+	6,10÷6,55	1,6 ±0,15	4,6÷6,2 см Pb	1075±140	1585±200	0,001
То же	0**	+	1,95÷2,04	2,9 ±0,3	Рассеяние или распад	575±55	—	—
То же	0**	+	2,82	2,18±0,2	Рассеяние или распад	565±35	—	—

* Частицы созданы нейтральной компонентой.

... около 12 г см$^{-2}$ легкого вещества.

пульса и ионизации это оказывается возможным в почти неограниченном интервале импульсов. Таким образом, измерение ионизации позволило распространить исследование спектров частиц на область неионизационных остановок. Идентифицируя частицы по импульсу и ионизации и зная

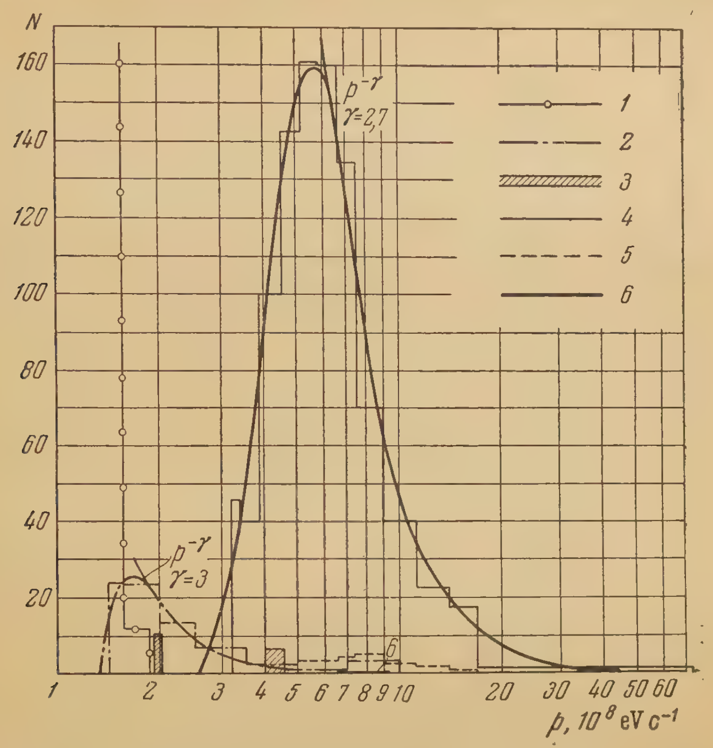


Рис. 3. Спектры импульсов частиц, полученные под слоем свинца толщиной 5 см (интервал пробегов 0,7 ÷ 12 см С): *1* — μ-мезоны, *2* — π-мезоны, *3* — частицы с массой около 1000 m_e, *4* — протоны, *5* — дейтоны, *6* — тритоны

сечения ядерного взаимодействия частиц в веществе улавливающего устройства, можно построить полные спектры импульсов ядерно-активных частиц. На рис. 3 приведены построенные таким образом полные спектры импульсов частиц, полученные под слоем свинца 5 см на масс-спектро-

Таблица 3

Число частиц разных типов, полученное в опыте под слоем свинца толщиной 5 см

Число частиц и отношения этих чисел	μ-Мезоны	π-Мезоны	К-Частицы с массой $M_K \sim$ $\sim 900\ m_e$	Частицы с массой $M \sim$ $\sim 1000\ m_e$	Протоны	Дейтоны	Тритоны
Полное ($N_{\text{полн}}$)	100 000	69	20	4	925	41	2
С пробегом $0,7 < R <$ < 12 см С (N_R)	367	10	0	4	388	15	2
$\frac{N_{i\ \text{полн.}}}{N_{\mu\ \text{полн.}}}$, % . .	100	0,07	0,02	0,004	1	0,04	0,002
$\frac{N_{iR}}{N_{\mu\ \text{полн.}}}$, % . .	0,37	0,01	—	0,004	0,4	0,015	0,002

метре с графитовым улавливающим устройством. Данные о частицах, входящих в этот спектр, приведены в табл. 3. В первой строке таблицы приведено полное число частиц, прошедших установку за 844 часа; во второй строке — число частиц, остановившихся вследствие потерь на ионизацию

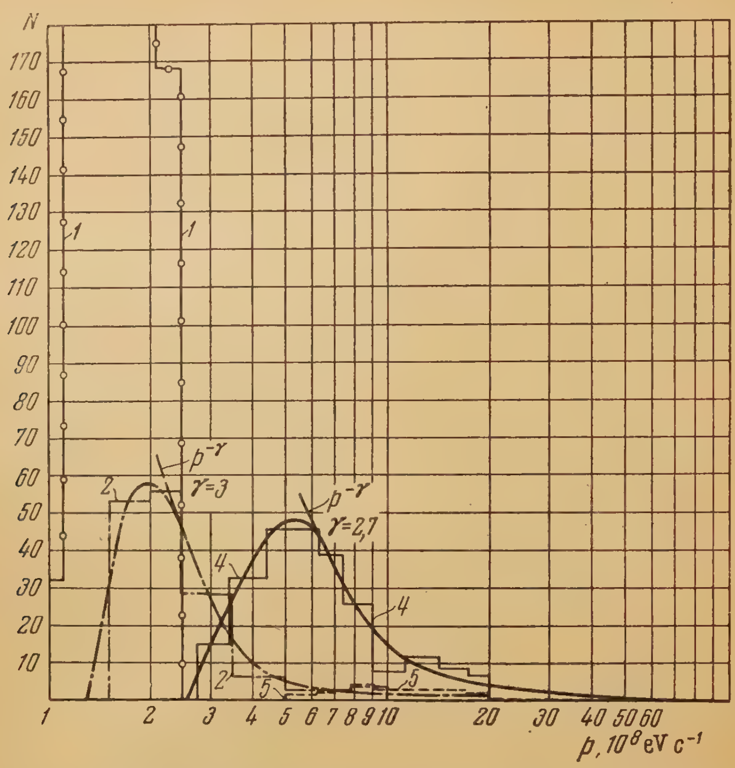


Рис. 4. Спектры импульсов частиц под слоем свинца толщиной 10 см (интервал пробегов 0,2 ÷ 6 см Pb). Обозначения те же, что и на рис. 3

в интервале пробегов 0,7 ÷ 12 см графита; в третьей строке дано отношение числа различных частиц к полному числу μ-мезонов (в процентах), и, наконец, в четвертой — отношение числа частиц, остановившихся в графитовых фильтрах вследствие потерь на ионизацию, к полному числу μ-мезонов (в процентах).

Таблица 4

Число частиц разных типов, полученное в опыте под слоем свинца толщиной 10 см

Число частиц и отношение чисел	μ-Мезоны	π-Мезоны	K-Частицы с массой $M_K \sim$ ~ 900 m_e	Частицы с массой $M \sim$ ~ 1000 m_e	Протоны	Дейтоны	Тритоны
Полное ($N_{полн.}$)	45 000	105	16	1	305	34	—
С пробегом 0,2 < R < 6 см Pb (N_R)	597	58	—	1	164	10	—
$\frac{N_{i\ полн.}}{N_{\mu\ полн.}}$, % . .	100	0,23	0,03	0,002	0,68	0,075	—
$\frac{N_{iR}}{N_{\mu\ полн.}}$, % . .	1,3	0,13	—	0,002	0,36	0,022	—

Результаты измерения на масс-спектрометре с улавливающим устройством $0{,}2 \div 6$ см Pb спектров частиц, полученных под слоем свинца 10 см за 379 часов работы установки, представлены на рис. 4 в виде спектров импульсов всех частиц. В табл. 4, как и в предыдущем случае, приведены данные об этих спектрах. Крутой спад кривой спектра импульсов π-мезонов в области малых импульсов сказался на изменении соотношения

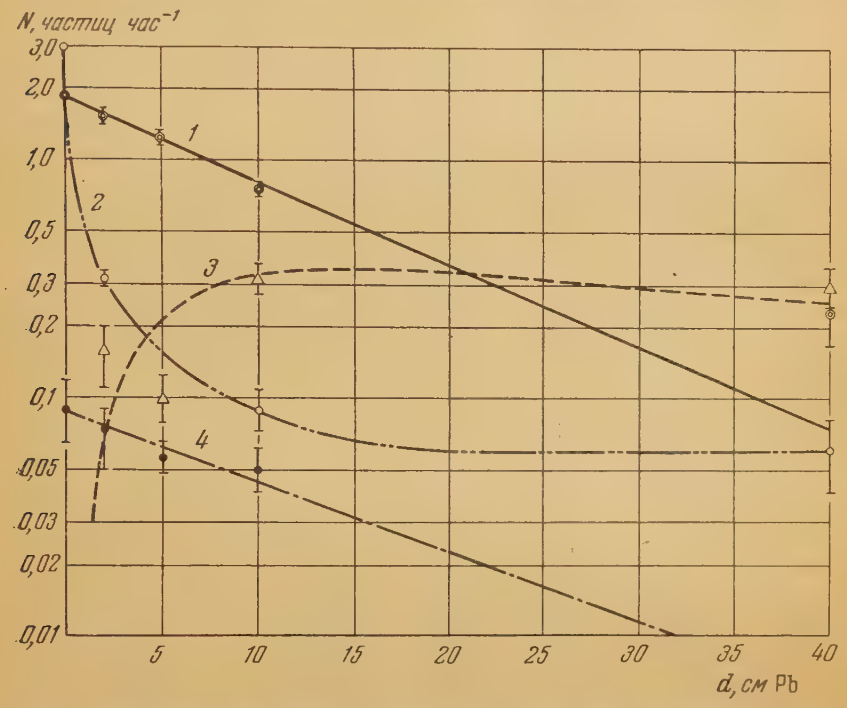


Рис. 5. Интенсивность частиц космических лучей под различными толщами вещества: *1* — протоны, *2* — электроны (и позитроны), *3* — π-мезоны, *4* — дейтоны

числа π- и μ-мезонов, остановившихся в улавливающих фильтрах вследствие ионизационных потерь при замене графитовых фильтров в улавливающем устройстве на свинцовые (табл. 3 и 4). Полученный результат объясняет, почему в ранних работах [4], выполненных на масс-спектрометре со свинцовыми улавливающими фильтрами, найдено было большее число π-мезонов, чем в последующих наших работах [1] с графитовыми фильтрами. На рис. 5 приведены значения интенсивности протонов, дейтонов, π-мезонов и электронов, полученные в опытах под 0, 2, 5, 10 и 40 см свинца.

Спектры π-мезонов

Наибольший интерес при изучении спектров ядерно-активных частиц представляет построение полного спектра π-мезонов. Изучение спектра π-мезонов представляет известные трудности из-за малой интенсивности π-мезонов в космическом излучении. Их спектр в стратосфере был получен при помощи фотопластинок Камерини и др. [5]. Спектр π-мезонов, генерированных нейтральной компонентой, был получен в работе Камаляна и Алиханяна [6], выполненной на высоте гор. Для того чтобы отделить π-мезоны от протонов, в этой работе отбирались частицы только с отрицательным знаком заряда. Интенсивность π-мезонов на уровне моря в несколько раз меньше, чем на высоте гор, однако в нашей работе оказалось возможным построить спектр π-мезонов, поскольку измерение ионизации позволило использовать для этого все частицы, остановившиеся

в улавливающем устройстве. Вплоть до граничного импульса, который соответствует максимальному ионизационному пробегу π-мезонов в улавливающем устройстве, π-мезоны можно отделить от μ-мезонов по импульсу, пробегу и ионизации; полученный таким образом спектр π-мезонов соответствует полному спектру. Для частиц с импульсом, превышающим граничный импульс, остановки частиц в улавливающих фильтрах будут происходить только в результате ядерных взаимодействий, и для построения полного спектра потребуется умножить число неионизационных остановок на коэффициент, зависящий от количества вещества в улавливающих фильтрах и от сечения взаимодействия с ним π-мезонов. Вплоть до импульса $p = 10^9\,\mathrm{eV}\,c^{-1}$ π-мезоны (и другие ядерно-активные частицы) легко отличаются от протонов по ионизации; с другой стороны, μ-мезоны с такими импульсами не могут останавливаться в улавливающих фильтрах ввиду своей ядерной неактивности. В области импульсов $p > 10^9\,\mathrm{eV}\,c^{-1}$, где ионизация протонов становится малой, берутся частицы с отрицательным знаком заряда. Полные спектры π-мезонов под слоем свинца толщиной 2, 5, 10 и 40 см приведены на рис. 6 снизу вверх, в порядке увеличения толщины фильтра над установкой. Полный спектр π-мезонов под слоем свинца 5 см (спектр *б*) получен на установке с графитовым улавливающим устройством ($0{,}7 \div 12$ см C) за 844 час работы установки. Резкий спад спектра в области малых импульсов можно объяснить тем, что на установке с большой протяженностью и малым телесным углом, каким является масс-спектрометр, преимущественно регистрируются частицы, возникшие в «звездах» с узким конусом разлета частиц, и, наоборот, «мягкие» π-мезоны, выходящие из «звезд» под большими углами, будут фиксироваться установкой в малом числе. Максимум спектра находится в области частиц, остановившихся вследствие неионизационных потерь, и соответствует значению импульса $p = 1{,}9 \cdot 10^8\,\mathrm{eV}\,c^{-1}$. Вплоть до импульса $p = 7 \cdot 10^8\,\mathrm{eV}\,c^{-1}$ спектр частиц хорошо описывается степенной функцией и, отложенный в двойном логарифмическом масштабе, укладывается на прямую линию с наклоном, соответствующим показателю степени $\gamma = 3$. Этот показатель степени в данном спектре π-мезонов находится в полном согласии с показателем степени спектра π-мезонов, генерированных нейтральной компонентой, полученного в работе Камаляна и Алиханяна [6]. В области импульсов $(7 \div 12) \cdot 10^8\,\mathrm{eV}\,c^{-1}$ в нашем спектре наблюдается аномальное возрастание числа частиц, выходящее за пределы статистических ошибок. В этой области импульсов наблюдено семь частиц, из которых две отрицательные и пять положительных. Знаменательно то, что ионизация этих частиц в среднем составляет $I = (1{,}14 \pm 0{,}06)\, I_{min}$, в то время как ионизация π-мезонов должна быть порядка $I_\pi = 1{,}02\, I_{min}$. Ионизация протонов в этой области импульсов еще достаточно велика (примерно $2 \div 2{,}5\, I_{min}$), и ту часть аномалии в спектре π-мезонов, которая создается положительными частицами, нельзя объяснить протонами, у которых имели место флюктуации в ионизации. Аномалия не может быть объяснена и электронами, поскольку

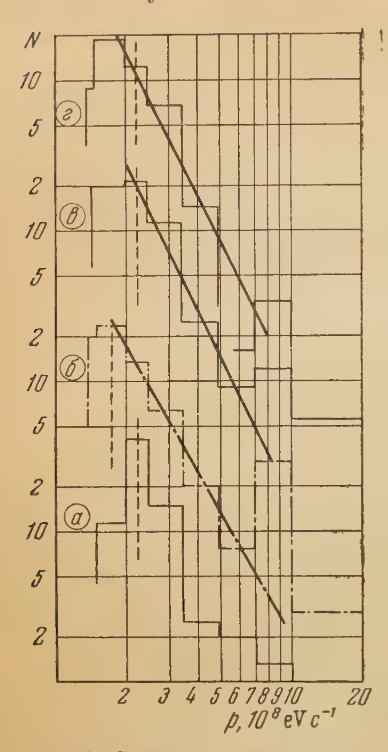


Рис. 6. Спектры π-мезонов под слоями вещества различной толщины: *а* — 2 см Pb, *б* — 5 см Pb, *в* — 10 см Pb, *г* — 40 см Pb; спектры *а*, *в*, *г* получены при помощи улавливающего устройства со свинцом ($0{,}2 \div 6$ см Pb), спектр *б* получен с улавливающим устройством с графитом ($0{,}7 \div 12$ см C)

ионизация электронов несколько выше, а именно $1,4\,I_{min}$, а число электронов в данной области импульсов ничтожно. Масса частиц, составляющих аномалию в спектре π-мезонов, подсчитанная по импульсу и ионизации, оказалась равной $(880 \pm 80)\,m_e$. В области ионизаций $1 \div 1,4$ ионизационная кривая двузначна, поэтому формально этим частицам можно приписать второе значение массы, соответствующее измеренным импульсу и ионизации и равное $(100 \pm 50)\,m_e$. Частицы, представляющие аномалию в спектре π-мезонов в интервале импульсов $(7 \div 12) \cdot 10^8$ eV c^{-1}, мы будем в дальнейшем называть K-частицами.

Спектры под слоем свинца толщиной 2, 10 и 40 см получены на установке, в которой графит в улавливающем устройстве был заменен на свинец ($0,2 \div 6$ см Pb). Это значительно увеличило вероятность того, что остановки частиц были не ионизационными и, с другой стороны, улучшило идентификацию электронов, производимую по образованию ливня в свинце. Границы импульсов, соответствующих максимальному ионизационному пробегу π-мезонов в улавливающих фильтрах, обозначены вертикальными пунктирными линиями. Спектры, полученные под слоем свинца 10 и 40 см (спектры *в* и *г*), в основном повторяют форму спектра π-мезонов, полученного по остановкам в графите. Интересно отметить, что максимумы спектров π-мезонов совпадают, хотя в опыте под слоем свинца толщиной 5 см с графитовым улавливающим устройством этот максимум получен из неионизационных остановок, а в опытах со свинцовым улавливающим устройством максимумы спектров расположены до границы импульсов, соответствующих максимальному пробегу. Характер спектра π-мезонов под слоем свинца толщиной 2 см совсем иной, чем в спектрах под более толстыми поглотителями, что, повидимому, является отражением переходных явлений.

Основной же результат заключается в том, что в спектрах π-мезонов под слоем свинца толщиной 10 см была также обнаружена в интервале импульсов $(7 \div 12) \cdot 10^8$ eV c^{-1} аномалия в числе частиц. Эти частицы также обладают в среднем повышенной ионизацией по отношению к ионизации π-мезонов. Под слоем свинца толщиной 10 см за 379 час было зарегистрировано 7 таких частиц.

K-Частицы

Остановимся на экспериментальных данных, характеризующих свойства частиц, образующих аномалию в спектре π-мезонов и полученных в опытах под слоем свинца толщиной 5 см (улавливающее устройство $0,7 \div 12$ см C) и под слоем Pb 10 см со свинцовым улавливающим устройством. Всего наблюдено 14 таких частиц, из них 8 положительных и 6 отрицательных.

1. Ионизация, подсчитанная по всем частицам в интервале импульсов $(7 \div 12) \cdot 10^8$ eV c^{-1}, соответствующем аномалии в спектре π-мезонов, оказалась равной

$$I_K = (1,14 \pm 0,04)\,I_{min}, \quad \left[I_+ = (1,15 \pm 0,06)\,I_{min}, \quad I_- = (1,13 \pm 0,06)\,I_{min}\right],$$

причем ионизация π-мезонов в данном интервале должна быть $I_\pi = 1,02\,I_{min}$. Для того чтобы удостовериться в правильности калибровки, была подсчитана ионизация для π-мезонов в соседнем с аномалией интервале импульсов $(3,5 \div 6) \cdot 10^8$ eV c^{-1}, соответствующем как раз минимальной ионизации π-мезонов. Ионизация, подсчитанная по 12 частицам, оказалась в превосходном согласии с ожидаемой $I_{\pi\,(3,5 \div 6)} = (1,00 \pm 0,03)\,I_{min}$. Таким образом, не остается никакого сомнения в том, что ионизация частиц, образующих аномалию, является повышенной.

2. Средняя масса K-частиц, подсчитанная по импульсу и ионизации для всей группы частиц, оказалась равной:

$$m_K\,(I,\; p) = (880 \pm 40)\,m_e.$$

Следует заметить, что полученное значение является заниженным, так как в интервале импульсов $(7 \div 12) \cdot 10^8$ eVc^{-1}, в котором были взяты все частицы для подсчета ионизации и массы, могли быть в некотором количестве и π-мезоны с единичной ионизацией; однако число их, повидимому, невелико.

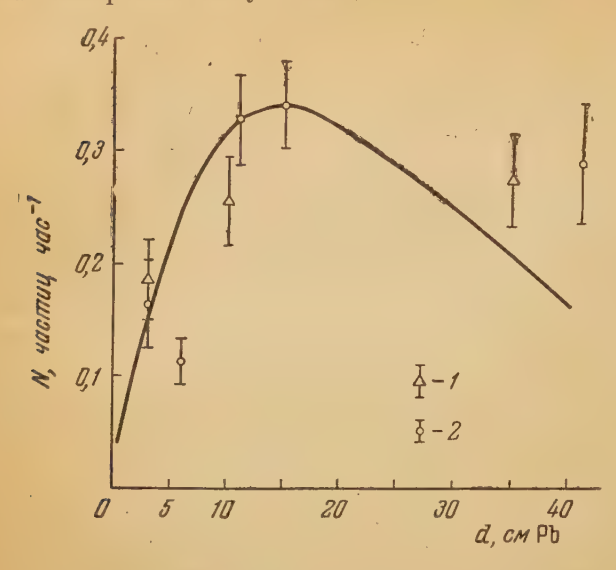


Рис. 7. Переходная кривая для π-мезонов: *1* — экспериментальные точки в работе [10], *2* — экспериментальные точки данной работы. Кривая взята из [11]

3. Все К-частицы остановились в веществе улавливающего устройства не вследствие неионизационных потерь, что является экспериментальным доказательством их способности взаимодействовать «на лету» с ядрами вещества с сечением порядка геометрического.

4. Все К-частицы вошли в установку почти вертикально. Угловая расходимость К-частиц не превышает $\pm 6°$, тогда как телесный угол установки много больше и равен $\pm 18 \div 20°$. Это обстоятельство прямо указывает на то, что К-частицы возникают в «звездах», образованных частицами очень большой энергии.

5. Из 14 К-частиц, найденных в нашем эксперименте, только одна получилась в «звезде», образованной нейтральной компонентой. Это объясняет, по какой причине в спектре π-мезонов, генерированных нейтральной компонентой, полученном в работе Камаляна и Алиханяна [6], никакой аномалии в числе частиц в области импульсов $(7 \div 12) \cdot 10^8$ eVc^{-1} обнаружено не было.

6. Число К-частиц, как видно из спектра π-мезонов, в несколько раз превышает число π-мезонов в соответствующем интервале импульсов. Число К-мезонов по отношению к полному числу π-мезонов составляет величину порядка 20%. Заметим, что Даниэль и др. [7] наблюдали в фотопластинках выход К-мезонов и π-мезонов из «звезд», образованных протонами различных энергий. По их данным в «звездах», образованных протонами с энергией $10 \div 50$ BeV, число К-мезонов по отношению к числу π-мезонов составляет также 20%, причем число их резко падает в случае «звезд», образованных частицами меньших энергий. Эти данные также указывают на некоторый порог в образовании К-мезонов и находятся в полном согласии с нашим экспериментом.

Переходный эффект для π-мезонов

Полное число π-мезонов в зависимости от толщины фильтра над установкой показано в виде переходной кривой на рис. 7. На переходной кривой в области, соответствующей толщине фильтра над установкой 2—3 см свинца, повидимому, наблюдается максимум, который отмечался также в некоторых работах [8, 9]. Необычный вид спектра π-мезонов под 2 см свинца и существование максимума в переходной кривой в этой области, возможно, связаны между собой. Основной максимум на переходной кривой соответствует толщине фильтра над установкой 10—15 см свинца; это находится в согласии с экспериментальными результатами

В. Камаляна [10]. Далее следует очень медленный спад, повидимому, более пологий, чем это следует из теории [11].

Выводы

Сформулируем кратко выводы, к которым можно прийти на основании разбора экспериментальных данных, полученных на масс-спектрометре во всех опытах с измерением ионизации индивидуальных частиц.

1. Измерение ионизации вместе с измерением импульса и пробега частиц позволило отделить π-мезоны от μ-мезонов, остановившихся вследствие потерь на ионизацию, и, таким образом, подтвердить результаты предыдущих работ [1, 4], в которых производились измерения импульса и пробега.

2. Измерение ионизации позволило разделить в спектре протоны, дейтоны и тритоны, чего нельзя было сделать ранее по измерению импульса и пробега вследствие неионизационных остановок протонов.

3. Измерение ионизации подтвердило факт существования и количественные данные (полученные ранее по измерению имцульса и пробега [1]) о частицах с массой около 1000 m_e, остановившихся в улавливающих фильтрах вследствие потерь на ионизацию.

4. Измерение ионизации значительно расширило экспериментальные возможности, поскольку теперь мы могли изучать неионизационные остановки ядерно-активных частиц. Таким образом, по ионизационным и неионизационным остановкам были построены полные спектры ядерно-активных частиц таких, как протоны, дейтоны и др., и были установлены количественные соотношения между числом частиц космических лучей на уровне моря под свинцовыми фильтрами различной толщины.

5. Измерение ионизации позволило изучить полные спектры π-мезонов и построить для π-мезонов переходную кривую.

6. Измерение ионизации объяснило аномалию в спектре π-мезонов. Она обусловлена наличием группы ядерно-активных частиц с массой порядка 900 m_e, остановившихся в фильтрах вследствие неионизационных потерь.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность руководителю работы А. И. Алиханову, а также благодарят В. П. Канавец и Э. Ф. Гарапова, принимавших участие в обработке результатов.

Академия наук СССР

Цитированная литература

1. Алиханов А. И., Елисеев Г. П., ЖЭТФ, 25, 368 (1953).
2. Елисеев Г. П., Космачевский В. К., Любимов В. А., ДАН СССР, 90, 995 (1953).
3. Алиханян А. И., Харитонов В. М., ДАН СССР, 85, 295 (1952); 92, 1125 (1953).
4. Алиханов А. И., Елисеев Г. П., ЖЭТФ, 21, 1009 (1951).
5. Camerini U., Fowler P. H., Lock W. O., Muirhead H., Phil. Mag., 41, 413 (1950).
6. Камалян В. Ш., Алиханян А. И., ДАН СССР, 97, 425 (1954).
7. Daniel R. R., Davies J. H., Mulvey J. H., Perkins D. H., Phil. Mag., 43, 753 (1952).
8. Shapiro M. M., Stiller B., Birnbaum M., O'Dell F. W., Phys. Rev., 83, 455 (1951).
9. Schopper E., Höcker K. H., Kuhn G., Phys., Rev., 82, 444 (1951).
10. Камалян В. Ш., ДАН СССР, 95, 1169 (1954).
11. Саакян Г., Изв. АН Арм.ССР, 6, 65 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

А. И. АЛИХАНОВ и Г. П. ЕЛИСЕЕВ

АНОМАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ μ-МЕЗОНОВ В ГРАФИТЕ

При изучении спектра масс частиц космического излучения на уровне моря мы столкнулись с явлением аномально большого рассеяния μ-мезонов в графитовых улавливающих фильтрах масс-спектрометра, заметно большего, чем можно было ожидать, исходя из кулоновского взаимодействия μ-мезонов с ядрами. Подобного рода аномалии в рассеянии μ-мезонов наблюдались рядом исследователей в свинце, а также и в фотографической эмульсии.

Кратко остановимся на результатах, полученных при этом различными авторами.

Уитмор и Шатт [1] работали с двумя камерами Вильсона. В пространстве между верхней и нижней камерами было наложено магнитное поле. В середине нижней камеры устанавливалась свинцовая пластина толщиной 5 см. При прохождении через нее потока μ-мезонов с импульсами $0{,}3 \div 3{,}1$ BeVc^{-1} были зарегистрированы случаи рассеяния мезонов на разные углы, причем оказалось, что 0,15% от общего потока мезонов рассеялись в согласии с теорией рассеяния Ольберта [2] (на ядре конечных размеров). Общее же число случаев рассеяния составило 2,65% от первичного потока; таким образом, сверх предсказываемого теорией количества μ-мезонов еще дополнительно рассеялось 2,5% общего числа мезонов, прошедших через установку. Знаковой асимметрии при этом не наблюдалось.

Джордж, Реддинг и Трент [3] работали с камерой Вильсона под землей на глубине, соответствующей 60 метрам водяного эквивалента (м. в. э.). В камеру вставлялись две свинцовые пластины толщины по 2 см. Изучалось рассеяние μ-мезонов при прохождении через эти пластины. В двух сериях опытов над камерой и под ней устанавливались дополнительные свинцовые фильтры, прикрытые гейгеровскими счетчиками. При помощи фильтров, устанавливаемых под камерой, из общего потока μ-мезонов можно было выделить более мягкую часть. При сравнении числа наблюдавшихся случаев рассеяния μ-мезонов на различные углы с теорией рассеяния на точечном ядре выяснилось, что, начиная с углов в 6°, имело место заметное превышение наблюдаемого эффекта над теоретической кривой. Это превышение становилось особенно большим при углах свыше 15°. Сечение аномального рассеяния (т. е. сечение, соответствующее избытку случаев рассеяния по сравнению с теорией), усредненное по всему спектру, было равно $\sigma_{\text{ан}} = 2 \cdot 10^{-28}$ см^2 нуклон$^{-1}$.

В интервале энергий $100 \div 300$ MeV, где интенсивность потока составляла 5% от интенсивности всего спектра, сечение аномального рассеяния достигло величины $\sigma_{\text{ан}} = 4 \cdot 10^{-27}$ см^2 нуклон$^{-1}$. В условиях эксперимента количество π-мезонов и протонов составляло менее 0,05% от общего количества частиц, прошедших через установку. Учет ядерных взаимодействий небольшой примеси π-мезонов и протонов снизил бы эффект на 2% от его величины. Отсутствие размножения и случаев отклонения на очень большие углы свидетельствовало об отсутствии среди рассеивавшихся частиц электронов.

Леонтик и Вольфендаль [4] работали на уровне моря. μ-Мезоны выделялись при помощи телескопа из счетчиков, между рядами счетчиков помещался слой свинца толщиной 1 м. Под телескопом находилась камера

Вильсона, содержавшая шесть свинцовых пластин толщиной по 2 см каждая. Рассматривались случаи рассеяния μ-мезонов с импульсами от 285 MeV c^{-1} и выше. Сравнение полученных результатов с теорией рассеяния на ядре конечных размеров привело к значению сечения аномального рассеяния на углы свыше 10° $\sigma_{\text{ан}} = (1,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-28}$ см² нуклон$^{-1}$. При увеличении минимального угла рассеяния до 20° сечение аномального рассеяния падало примерно на один порядок.

Мак-Дормид [5] работал с камерой Вильсона под землей на глубине 26 м. в. э. Над камерой помещался слой свинца толщиной 10 см. В самой камере было установлено шесть свинцовых пластин толщиной по 2 см каждая. Измеряя небольшие углы кулоновского рассеяния при прохождении мезонов через эти пластины и определяя отсюда импульсы, автор разделил весь поток мезонов на три энергетические группы. Кроме небольших углов в каждой группе наблюдались и значительно бо́льшие углы. Автор нашел, что в первой группе мезонов (импульсы 200 ÷ 600 MeV c^{-1}) рассеяние согласуется с теорией рассеяния на точечном ядре (по Мольеру [6]). Теоретическая кривая рассеяния по Ольберту (на ядре конечных размеров) для данной группы частиц почти совпадает с кривой по Мольеру. Во второй группе мезонов (импульсы 500 ÷ 1700 MeV c^{-1}) экспериментальные точки ложатся на кривую Мольера, проходящую заметно выше кривой для ядра конечных размеров (по Ольберту). В третьей группе мезонов (импульсы свыше 1000 MeV c^{-1}) экспериментальные точки для углов рассеяния 4—5° ложатся на кривую Мольера; при углах рассеяния, близких к 7°, они ложатся уже ниже кривой Мольера, но еще значительно выше кривой рассеяния на ядре конечных размеров. Автор приходит к выводу, что при энергиях, соответствующих импульсам 200 ÷ 600 MeV c^{-1}, эффект аномального рассеяния, повидимому, отсутствует, а при более высоких энергиях он имеет место. Полученные Мак-Дормидом результаты согласуются с результатами Уитмора и Шатта, Леонтика и Вольфендаля. Автор считает, что необходимы дальнейшие опыты по изучению аномального рассеяния, особенно при небольших энергиях. Ввиду отсутствия точной модели ядра Мак-Дормид полагает, в отличие от большинства других авторов, преждевременным объяснять аномалию в рассеянии μ-мезонов какими-либо неэлектрическими короткодействующими силами.

Каннангара и Шрикантиа [7] изучали рассеяние μ-мезонов в фотографической эмульсии G-5 под слоем грунта на глубине 60 м. в. э. Рассеяние наблюдалось на отдельных зернах эмульсии, и эффект многократного рассеяния, таким образом, был исключен. Всего зарегистрировано семь случаев отклонений на углы свыше 7°. Ожидаемое число таких отклонений для модели точечного ядра равно 10, а для модели ядра конечных размеров — 3,7. В интервале импульсов 100 ÷ 600 MeV c^{-1}, в котором лежит примерно $^1/_{15}$ часть общего количества мезонов, зарегистрированных в пластинках, авторы получили сечение для рассеяния на углы свыше 7°, равное $(3,4 \pm 1,5) \cdot 10^{-27}$ см² нуклон$^{-1}$ и для аномального рассеяния $\sigma_{\text{ан}} = (1,5 \pm 1) \cdot 10^{-27}$ см² нуклон$^{-1}$.

В этой же работе приводятся неопубликованные данные Валькера для рассеяния μ-мезонов в графите. Валькер пропускал мезоны с энергией больше 1,5 BeV через графитовые пластины толщиной в 1 дюйм и обнаружил при этом один случай рассеяния на угол больше 5° после 21 500 прохождений. Отсюда он заключил, что сечение аномального рассеяния в углероде для μ-мезонов с энергией больше 1,5 BeV меньше $2 \cdot 10^{-29}$ см² нуклон$^{-1}$.

Рочестер и Вольфендаль [8] заново пересмотрели и прокорректировали данные, полученные в экспериментах Каннангара и Шрикантиа [7], основываясь на более поздних данных о спектре μ-мезонов под землей. Они нашли, что введенная в спектр поправка при более точных ядерных моделях заметно скомпенсировала эффект аномального рассеяния для низких энергий. Однако аномалия в рассеянии μ-мезонов для всего

спектра при этом даже несколько увеличилась. Рочестер и Вольфендаль полагают, что ввиду недостатков теории и отсутствия точных расчетов пока все же еще нет оснований расценивать аномальное рассеяние как неэлектрическое короткодействующее взаимодействие μ-мезонов с ядром.

Сам же факт наличия аномалии ни у кого из авторов, повидимому, сомнений не вызывает.

Опыты по изучению рассеяния μ-мезонов в графите

Перейдем теперь к описанию наших опытов по изучению рассеяния μ-мезонов в графите.

Измеряя массы частиц космических лучей на уровне моря при помощи магнитного масс-спектрометра, мы выделили большую группу μ-мезонов и измерили углы, на которые они рассеиваются, проходя через графитовые пластины улавливающего устройства. Были проведены две серии измерений: для мягких μ-мезонов (для тех, которые остановились в улавливающем устройстве) и для жестких (для тех, которые прошли через него насквозь). Для каждого случая рассеяния промерялись минимальный и максимальный углы. В расчетах использовались, как правило, минимальные углы и лишь в части случаев углы, усредненные соответствующим образом.

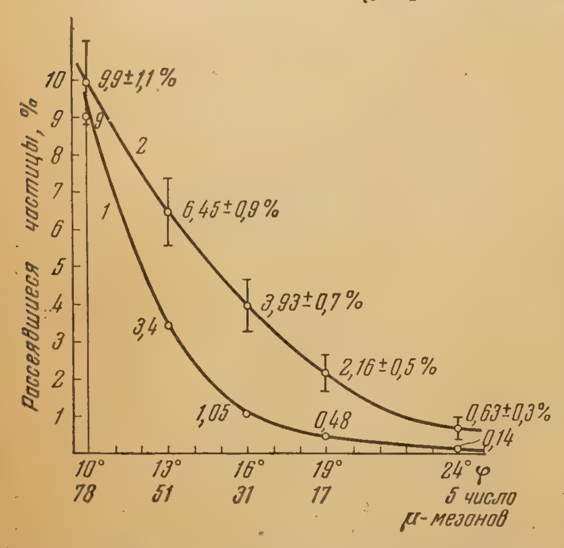


Рис. 1. Аномальное рассеяние μ-мезонов в графите. Кривая *1* проведена через вычисленные значения, кривая *2* — через значения, найденные экспериментально.

I серия измерений

На 790 случаев прохождений μ-мезонов через графитовое улавливающее устройство зарегистрировано 78 случаев рассеяния на плоские углы $10 \div 32°$. При этом отбирались лишь те случаи, когда мезон, пройдя телескоп и войдя в улавливающее устройство, состоящее из графитовых пластин, прослоенных тонкостенными алюминиевыми счетчиками, испытывал излом траектории, фиксируемый по крайней мере двумя рядами счетчиков. Далее требовалось, чтобы после остановки и распада мезона наблюдался ясно видимый след электрона распада, причем если электрон распада шел вниз, факт распада регистрировался еще радиотехнически по запаздыванию срабатывания нижележащих рядов счетчиков.

Была подсчитана вероятность рассеяния мезонов из-за кулоновского взаимодействия с ядрами углерода. На рис. 1 приведены ожидаемое количество случаев рассеяния и фактически зарегистрированное. Среди 78 рассеявшихся мезонов 45 положительных и 33 отрицательных. Зарегистрированный радиосхемой распад дали 24 мезона, а в остальных 54 случаях имелся ясно видимый след электрона распада. Соотношение $\frac{24}{78} = 31\%$ — обычно получаемое значение, определяемое геометрией описанного улавливающего устройства. Для плоских углов рассеяния свыше 16° сечение аномального рассеяния (с учетом фона) равно $\sigma_{\text{ан}} = 6{,}65 \cdot 10^{-26}$ см² ядро⁻¹ $= 5{,}5 \pm 1{,}4 \cdot 10^{-27}$ см² нуклон⁻¹. Средняя кинетическая энергия, при которой происходило рассеяние, равна 47 MeV, а $\bar{p} = 1{,}1 \cdot 10^8$ eVc^{-1}.

Идентификация частиц. Электроны и все частицы более тяжеые, чем μ-мезон, исключались полностью. Небольшое количество π-мезонов, оторое могло попасть в обследованную область масс μ-мезонов, могло ать вклад в рассеяние μ-мезонов за счет ядерного взаимодействия -мезонов не более чем 0,1 случая из 78 зарегистрированных.

II серия измерений

Изучение рассеяния μ-мезонов больших энергий производилось в опыте, огда над установкой помещался слой свинца толщиной 50 см. Все обслеованные μ-мезоны были разделены на три энергетические группы. первую группу были включены -мезоны с импульсами в интервале 1,95÷3)$\cdot 10^8$ eV c^{-1}. Средняя кинеическая энергия частиц этой руппы равнялась $\overline{E}_{кин}=1{,}7\cdot 10^8$eV. Во вторую группу были отобраны -мезоны с импульсами (3÷4,5)× ×10^8 eV c^{-1} со средней энергией $\overline{E}_{кин}=2{,}8\cdot 10^8$ eV. В третью группу ыли отнесены μ-мезоны с импульами (4,5÷8,2)$\cdot 10^8$ eV c^{-1} со средей энергией $\overline{E}_{кин}=5{,}4\cdot 10^8$ eV.

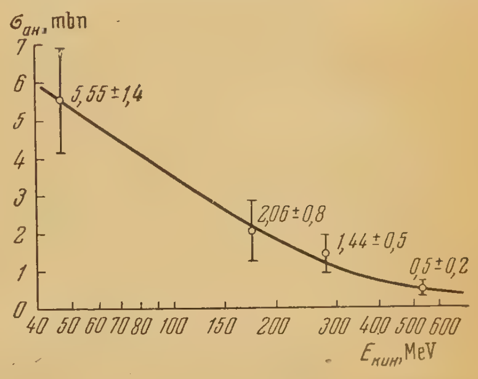


Рис. 2. Зависимость сечения аномального рассеяния μ-мезонов от энергии

Идентификация частиц. Среди отобранных μ-мезонов элекроны практически отсутствовали о всех трех группах. π-Мезоны с мпульсами свыше $2\cdot 10^8$ eV c^{-1}, по нашим экспериментальным данным, имеот интенсивность под 50 см свинца не более 0,1% от потока μ-мезонов. Таким образом, среди 3192 обследованных μ-мезонов было примерно 3 π-меона. Учтя вероятность ядерного рассеяния π-мезонов в улавливающем стройстве, получим, что вклад, даваемый в рассеяние π-мезонами, мог оставлять лишь 0,2 случая из 24. Протоны с импульсами до $5{,}5\cdot 10^8$ eV c^{-1} сключались полностью (они останавливались в фильтрах). В интервале мпульсов (5,5÷8,2)$\cdot 10^8$ eV c^{-1} (часть импульсного интервала третьей руппы μ-мезонов) протоны могли присутствовать в количестве примерно 7; чтя вероятность их ядерного рассеяния в улавливающем устройстве, олучим, что вклад протонов в рассеяние мог составлять не более как 0,5 лучая из 8. Кроме того, при помощи 10-слойного малоэффективного четчика измерялась ионизующая способность частиц, входящих в телекоп. Опираясь на его показания, была исключена из случаев рассеяния третьей группе одна положительная частица с $I/I_{min}>1{,}7$.

На рис. 2 приведены полученные сечения аномального рассеяния -мезонов во всех обследованных энергетических интервалах.

Для первой группы μ-мезонов рассчитанное количество случаев расеяния за счет кулоновского взаимодействия (фон) составляло 0,41% от оличества всех прохождений, а количество наблюдаемых случаев расеяния 1,36%; отсюда сечение аномального рассеяния

$$\sigma_{ан}=(2{,}1\pm 0{,}8)\cdot 10^{-27}\ \text{см}^2\ \text{нуклон}^{-1}.$$

Во второй группе фон составлял 0,40%, эффект 1,12% и

$$\sigma_{ан}=(1{,}44\pm 0{,}5)\cdot 10^{-27}\ \text{см}^2\ \text{нуклон}^{-1}.$$

В третьей группе фон составлял 0,14%, эффект 0,44% и

$$\sigma_{ан}=(0{,}5\pm 0{,}2)\cdot 10^{-27}\ \text{см}^2\ \text{нуклон}^{-1}.$$

Из представленных данных видно, что имеет место аномалия в рассеянии μ-мезонов. Необходимо, однако, отметить, что эти данные получены как побочный результат опытов по измерению спектра масс, без специальной постановки опытов по рассеянию. Необходимы дальнейшие опыты и теоретические исследования, чтобы выяснить природу аномалии, выяснить, обусловлена ли она неэлектрическим взаимодействием μ-мезонов с ядрами или ее можно объяснить какими-либо добавочными уточнениями теории в рамках кулоновского взаимодействия.

Академия наук СССР

Цитированная литература

1. Whittemore W. L., Shutt R. P., Phys. Rev., 88, 1312 (1952).
2. Olbert S., Phys. Rev., 87, 319 (1952).
3. George E. P., Redding J. L., Trent P. T., Proc. Phys. Soc., A66, 533 (1953).
4. Leontic B., Wolfendale A. W., Phil. Mag., 44, 1101 (1953).
5. McDiarmid J. B., Phil. Mag., 45, 933 (1954).
6. Molière G., ZS. Naturforsch., 2a, 133 (1947); 3a, 78 (1948).
7. Kannangara M. L. T., Shrikantia G. S., Phil. Mag., 44, 1091 (1953).
8. Rochester G. D., Wolfendale A. W., Phil. Mag., 45, 980 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

А. И. АЛИХАНЯН и В. Г. КИРИЛЛОВ-УГРЮМОВ

РАССЕЯНИЕ МЕДЛЕННЫХ μ-МЕЗОНОВ В МЕДИ

1. Введение

Известно, что μ-мезоны, попавшие на орбиты атомов, длительное время могут находиться в поле ядерных сил, не взаимодействуя с нуклонами. Это указывает на отсутствие заметных некулоновских сил взаимодействия между очень медленными μ-мезонами и нуклонами. С другой стороны, результаты исследований рассеяния μ-мезонов с импульсами свыше 100 MeV c^{-1}, по данным целого ряда авторов, не согласуются с ожидаемым угловым распределением, построенным на основе представлений о чисто кулоновском взаимодействии μ-мезонов с ядрами. Расхождение между наблюдаемым угловым распределением μ-мезонов и теоретическим распределением в случае кулоновского рассеяния на ядре конечного размера получило название аномального рассеяния. Значительные экспериментальные трудности не позволили до сих пор сделать определенных выводов относительно величины аномального рассеяния.

Каннангара [1], Леонтик [2], Мак-Дормид [3] и др. считают, что наблюдаемые угловые распределения соответствуют в области энергий порядка нескольких сотен мегаэлектронвольт теоретическим кривым для случая кулоновского рассеяния на ядре, заряд которого сконцентрирован в точке или, точнее, в объеме значительно меньшем, чем объем сферы радиуса $R = 1{,}2 \cdot 10^{-13}\ A^{1/3}$ см, где A — массовое число. Джордж, Рединг и Трент [4] исследовали рассеяние μ-мезонов с энергией $100 \div 300$ MeV. Полученная ими кривая распределения в области больших углов расположена выше ожидаемой кривой для рассеяния на точечном ядре.

Делались попытки оценить вклад в аномальное рассеяние, вносимый некогерентным рассеянием и взаимодействиями магнитных моментов нуклона и μ-мезона, и изучались угловые распределения при различных моделях распределения заряда в ядрах [5, 6, 9]. Эти оценки дали значения меньшие, чем наблюдаемая величина аномального рассеяния. Несмотря на это, ряд авторов придерживается мнения, что аномальное рассеяние, возможно, удастся объяснить, имея более полные сведения о строении ядра и повторяя эксперименты по рассеянию μ-мезонов. Другие авторы (Джордж, Леонтик, Каннангара) склонны приписать быстрым μ-мезонам силы некулоновского характера.

Мы исследовали μ-мезоны в области импульсов $(0{,}8 \div 1{,}3) \cdot 10^8$ eVc^{-1}, которые рассеивались в тонких слоях меди. Указанный интервал импульсов примыкает к нижней границе области импульсов, где было обнаружено аномальное рассеяние. Применение тонких пластин позволяет уменьшить фон от кулоновского рассеяния на большие углы.

2. Использованная аппаратура

Исследование рассеяния μ-мезонов производилось на г. Арагац (3200 м над уровнем моря) при помощи магнитного масс-спектрометра в сочетании с камерой Вильсона [7]. Схема установки дана на рис. 1.

В однородном магнитном поле напряженностью 6500 Ое были расположены 10 рядов счетчиков годоскопической системы. Каждый из счетчиков через радиотехническую ячейку соединялся с неоновой лампочкой на сигнальной доске. По загораниям неоновых лампочек можно было определить до пяти точек траектории частицы как в проекции, перпендикулярной маг-

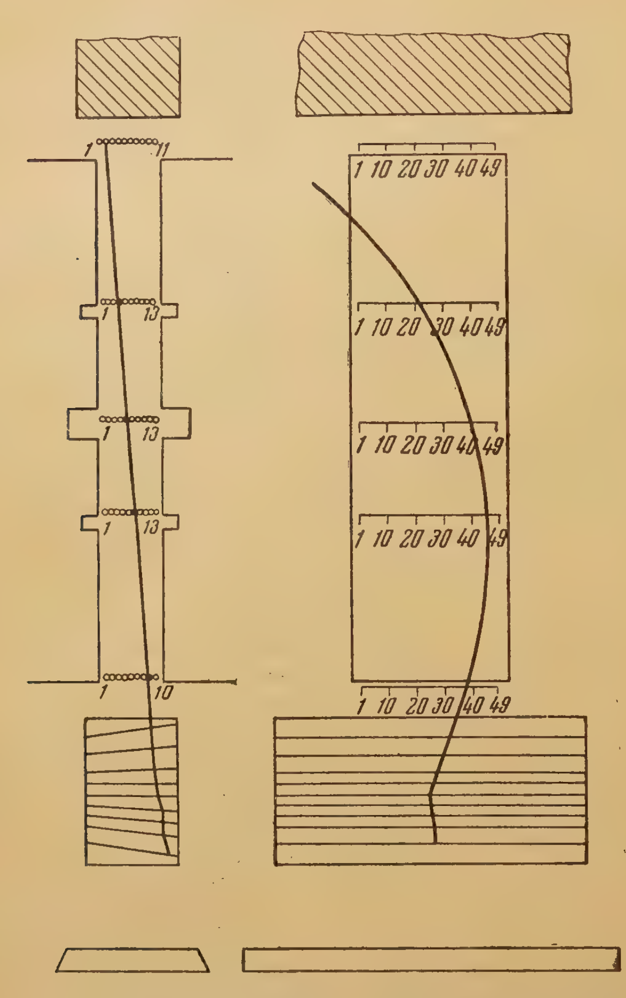


Рис. 1. Схема установки; в каждой проекции из 10 рядов счетчиков показано лишь 5 рядов

нитному полю, так и в проекции, параллельной полю. Вплотную к полюсам магнита примыкала многопластинная камера Вильсона, в которой измерялись пробеги частиц и изучалось их рассеяние. Ниже камеры находился ряд счетчиков, включенный на антисовпадения с тремя рядами счетчиков телескопа. Камера Вильсона объемом 36 л имела прямоугольную форму. Расширение производилось с двух сторон. Внутри камеры помещались две 5-миллиметровые и семь 2-миллиметровых медных пластинок.

Для анализа рассеяния μ-мезонов дополнительно были использованы результаты измерений 1952—1953 гг., где тот же масс-спектрометр был сопряжен с камерой Вильсона меньшего размера ($250 \times 400 \times 100$ мм), а медные пластинки были толщиной 3 мм. Таким образом, в настоящей работе приводятся данные по рассеянию μ-мезонов в медных пластинках толщиной 5, 3 и 2 мм. Над всей установкой был помещен слой свинца толщиной 6 см, который экранировал масс-спектрометр от электронов.

3. Идентификация частиц, измерение импульсов и углов

Измерение масс частиц в масс-спектрометре производилось по импульсу и пробегу. Импульс частицы определялся по радиусу кривизны траектории в магнитном поле, пробег—по числу пластин, которые проходила частица в камере Вильсона. Соблюдение следующих трех условий позволяло исключить грубые ошибки при вычислении масс частиц:

1) все счетчики, в которых при прохождении данной частицы происходит разряд, должны находиться на окружности в проекции, перпендикулярной магнитному полю, и на прямой — в проекции, параллельной полю;

2) должно иметься соответствие между частями траектории в телескопе и камере Вильсона (положение траектории в камере Вильсона определяется стереоскопически);

3) если частица останавливается внутри камеры, необходимо, чтобы вблизи конца траектории наблюдалось увеличение плотности следа.

Точное измерение масс частиц, на основе которого строился спектр масс, производилось только для частиц, остановившихся внутри камеры Вильсона. Для нашей задачи оказалось возможным воспользоваться и теми случаями, когда остановка частиц произошла в дне камеры Вильсона. В данном случае неионизационные остановки не могли повлиять на точность измерения массы μ-мезонов, а несколько большая неопределенность при измерении пробега все еще позволяла отделить не только мезоны от протонов и частиц промежуточных масс, но π- и μ-мезоны друг от друга. Полученное экспериментально распределение масс в области $150 \div 400\, m_e$ для частиц, которые остановились в дне камеры, хорошо аппроксимируется двумя гауссовскими кривыми с полушириной, соответствующей среднеквадратичной ошибке 11 %. Если считать, что все частицы, для которых измеренное значение массы меньше $240\, m_e$, являются μ-мезонами, а те частицы, у которых оно больше этой величины,— π-мезонами, то среднее значение массы соответственно будет для μ-мезонной группы $207\, m_e$, а для π-мезонной — $294\, m_e$. Спектр масс частиц, остановившихся в дне камеры, показан на рис. 2. Анализ этого спектра показывает, что в группу μ-мезонов должно попадать не более 15% π-мезонов. На рис. 3 приводится спектр масс частиц, относящийся к случаям остановок внутри камеры, где эта примесь еще меньше. Оба спектра (рис. 2 и 3) приведены без поправки на светосилу прибора.

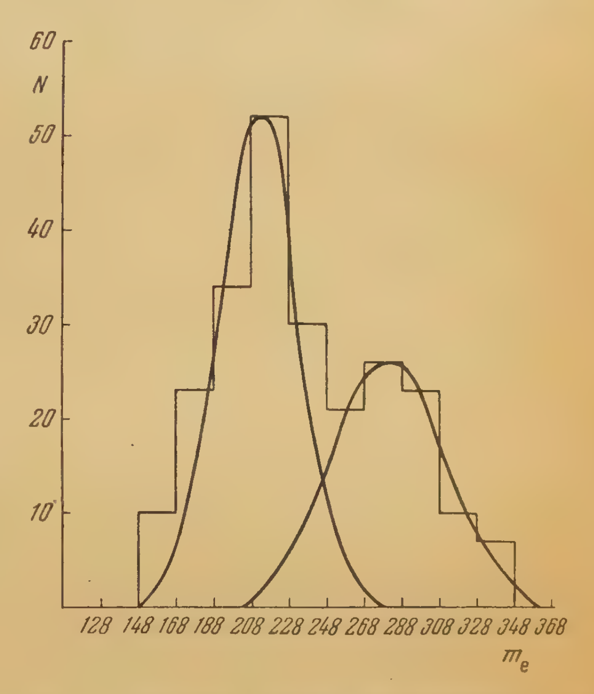


Рис. 2. Спектр масс частиц, остановившихся в дне камеры

Для сопоставления наблюдаемого угла рассеяния мезона с ожидаемым при кулоновском взаимодействии необходимо знать импульс мезона в точке рассеяния. Если масса частицы известна, то этот импульс можно определить по остаточному пробегу после рассеяния. Точность в измерении остаточного импульса зависит от точности определения оста-

точного пробега. Для построения углового распределения нами использовались те углы рассеяния μ-мезонов, которые соответствовали случаям рассеяния, происшедшим по крайней мере за две пластинки до остановки. Оценка остаточного пробега для частиц, остановившихся внутри камеры Вильсона в тонких пластинках, отличалась от приведенного выше тем, что остановка частицы предполагалась происшедшей в середине той пластины, в которой окончился след. Это позволяло определить остаточный импульс с точностью не менее 12%.

Процедура определения импульса для частиц, остановившихся в дне камеры Вильсона, состояла в следующем. Значение массы каждой частицы, попавшей в группу μ-мезонов, принималось равным 207 m_e. Предполагалось, что отклонение измеренного значения массы от истинного обусловлено неточностью в измерении пробега (толщина дна камеры 12 мм меди).

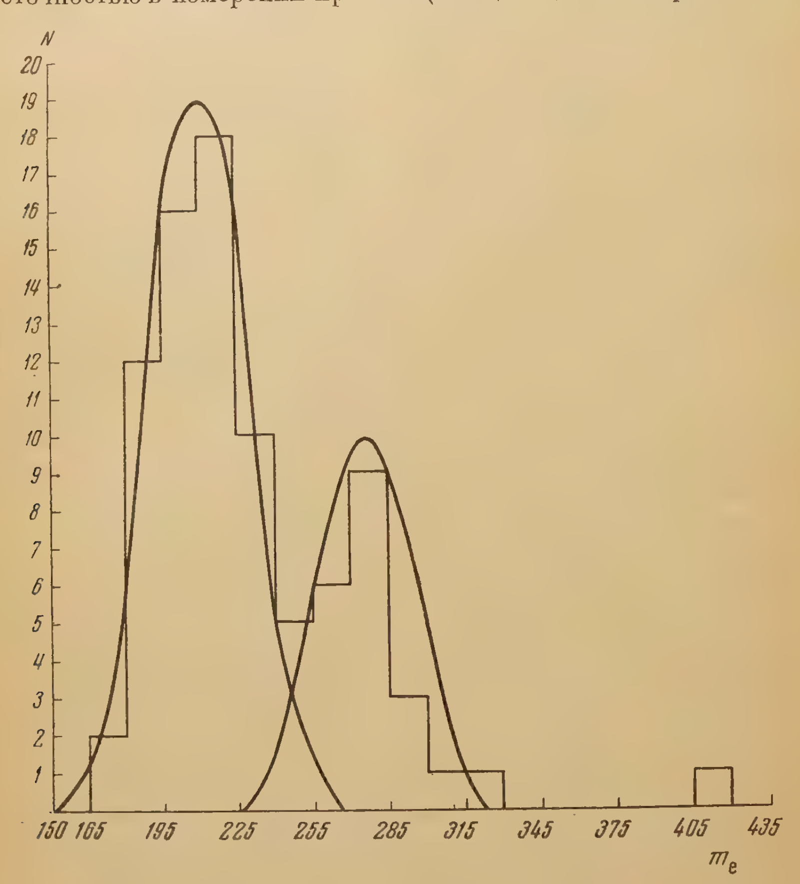


Рис. 3. Спектр масс частиц, остановившихся в пластинках внутри камеры Вильсона

Тогда по начальному импульсу, измеренному в масс-спектрометре, и массе можно определить «истинный» пробег. В подавляющем большинстве случаев «истинный» пробег заканчивался в дне камеры. Остаточный пробег вычислялся от середины пластины, где произошло рассеяние, до точки «истинной» остановки частицы с учетом угла наклона траектории по отношению к поверхности пластинки. Разница между измеренными пробегами и «истинными», обусловленная «фактором обхода», оценивалась по формуле Померанчука и оказалась равной примерно 3,5%.

Точность в измерении углов рассеяния ограничивалась в основном искажениями, связанными с работой камеры Вильсона (диффузность следов,

турбулентные завихрения и т. д.). Поскольку расстояния между пластинками в камере были сравнительно малы (22 мм), то влияние перечисленных выше факторов приводит к вероятной ошибке в измерении угла $\pm 0°,8$. Существенно, что величина этой ошибки постоянна во всем интервале углов и, следовательно, относительная ошибка падает при увеличении угла.

4. Результаты измерений

Всего за три серии измерений с медными пластинками толщиной 2, 3 и 5 мм было изучено около 1100 случаев рассеяния μ-мезонов. Общий пробег μ-мезонов в меди в области импульсов $(0{,}8 \div 1{,}3)\cdot 10^8$ eVc^{-1} составил примерно 3,5 м.

Ожидаемое число случаев рассеяния μ-мезонов на заданный угол из-за кулоновского взаимодействия резко зависит от импульса мезона. С целью лучшего сопоставления экспериментальных и теоретических данных исследуемый интервал импульсов был разбит на две части: $(0{,}8 \div 1{,}03)\cdot 10^8$ eVc^{-1} и $(1{,}04 \div 1{,}3)\cdot 10^8$ eVc^{-1}. В отдельных сериях измерений ширина изучаемого интервала импульсов несколько изменялась как в ту, так и в другую сторону. Для каждого подинтервала импульсов для соответствующей толщины пластинки были построены интегральные угловые распределения μ-мезонов. Наблюдаемые распределения сравнивались с теоретической кривой, вычисленной по формулам, предложенным Бете [8] для оценки углового распределения частиц, рассеивающихся по кулоновскому закону на точечном ядре с учетом кратного рассеяния, которые он получил на основе теории Мольера.

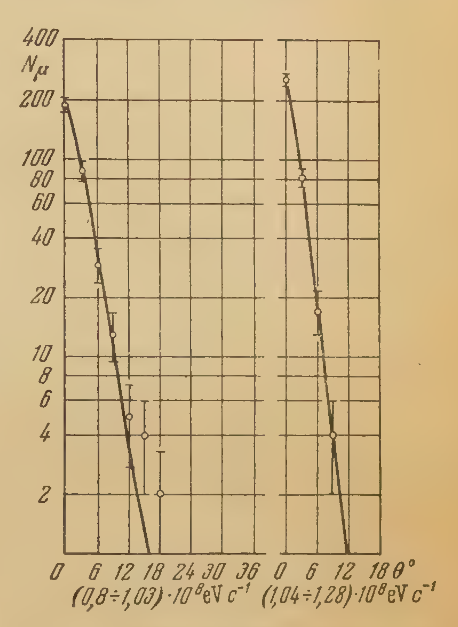


Рис. 4. Интегральные угловые распределения μ-мезонов, испытавших рассеяние в пластинках меди толщиной 2 мм, для двух интервалов импульсов (указаны на абсциссе)

На рис. 4 приведены интегральные кривые углового распределения μ-мезонов, рассеившихся в пластинках меди толщиной 2 мм. Теоретические кривые построены для усредненного значения импульса всех частиц в данном импульсном подинтервале. Имеет место удовлетворительное согласие между экспериментальными и теоретическими результатами в области малых углов в обоих импульсных подинтервалах. В области углов, проекция которых больше 15°, в интервале импульсов $(0{,}8 \div 1{,}03)\cdot 10^8$ eVc^{-1} наблюдаемое число случаев рассеяния превышает ожидаемое по теории Мольера. Подобная картина наблюдается также и в случае измерений с пластинками толщиной 5 мм Cu. В пластинках толщиной 3 мм число наблюдаемых рассеяний на большие углы превышает теоретическое значение не только в интервале $(0{,}8 \div 1{,}03)\cdot 10^8$ eV c^{-1}, но и в интервале $(1{,}04 \div 1{,}3)\cdot 10^8$ eVc^{-1}.

Представляет интерес более детально рассмотреть ту область углов рассеяния, где имеет место расхождение между экспериментальными и теоретическими данными.

В таблице сведены просуммированные по всем сериям измерений данные о рассеянии μ-мезонов на углы, проекция которых больше α. Следует отметить, что теоретические кривые, с которыми мы сравниваем свои результаты, построены для случая ортогональной проекции угла на плоскость, проходящую через след μ-мезона до рассеяния. Как было отмечено

М. И. Дайоном, непосредственное измерение угла на фотографии камеры Вильсона в общем случае не позволяет прямо сопоставлять данные с ожидаемым распределением, упомянутом выше. Различный наклон первичных траекторий к плоскости фотопленки, неортогональность проекции, оптические искажения могут привести к систематическим ошибкам. Учи-

Рассеяние μ-мезонов на угол больший α

$\alpha°$	Наблюдаемое число рассеяний μ-мезонов	Ожидаемое число рассеяний за счет кулоновского рассеяния и рассеяния π-мезонов	W	$\sigma_{ан}$, $10^{-27}\frac{см^2}{нуклон}$
10	74	68,48		
15	23	15,67	0,025	3,5
17	17	10,3	0,02	4,2
20	8	5,03	0,085	1,4

тывая сильную зависимость вероятности кулоновского рассеяния от величины угла, мы проделали специальные измерения, чтобы определить поправки к измеряемым углам. В объеме, ограниченном такими же стеклами, какие ограничивают рабочий объем камеры, помещался на шарнирах угломер, положение которого можно было менять в широких пределах. С той же геометрией, с которой велись рабочие измерения, и с фотоаппаратом такого же типа производилось фотографирование угломера в различных частях камеры и при различном наклоне плоскости угломера к плоскости пленки. Мы нашли, что в центральных частях камеры даже при наклоне первичного следа к плоскости пленки на угол 15° систематическая ошибка в измерении угла не превышает 4%. На краях камеры ошибка при неблагоприятных условиях достигает 12%. Приведенные во второй графе таблицы результаты были получены после введения поправки на систематическую ошибку в измерении угла для каждого случая рассеяния. Наклон первичной траектории определялся при помощи стереокомпаратора, а величина поправки — из сопоставления с контрольными измерениями для данного наклона траектории и данного относительного положения точки рассеяния в объеме камеры Вильсона. Для подавляющего большинства траекторий систематическая ошибка оказалась меньше 3%. В третьей графе таблицы дано ожидаемое число случаев рассеяния на угол с проекцией большей α в предположении, что рассеяние происходит при кулоновском взаимодействии с точечным ядром. В приведенные значения введена поправка, связанная с примесью π-мезонов.

Как говорилось выше, максимальное число π-мезонов, принимаемых за μ-мезоны, составляет не более 15% от числа истинных μ-мезонов, остановившихся в дне камеры. Полагая, что все случаи ядерного рассеяния π-мезонов приходятся на интервал углов 10÷40°, находим, что для углов больших 17° «фон» от ядерного рассеяния π-мезонов по крайней мере в 8 раз меньше «фона», обусловленного кулоновским рассеянием μ-мезонов. Отсюда следует, что ядерное рассеяние π-мезонов не существенно при определении «фона» в исследуемом нами интервале импульсов и углов. Однако примесь π-мезонов может оказаться существенной по следующей причине. Для траекторий частиц, остановившихся в дне камеры, расчет остаточного пробега, произведенный выше, зависит от того, какова масса частицы. Если частица, принимаемая нами за μ-мезон, на самом деле является π-мезоном, то ее остаточный пробег будет меньше рассчитанного остаточ-

ного пробега μ-мезона. Величина $p\beta$, которая определяет вероятность кулоновского рассеяния, для некоторой части этих π-мезонов может оказаться меньше, чем соответствующая величина для μ-мезонов.

Анализ всех траекторий частиц, остановившихся в дне камеры, показал, что из максимальной возможной примеси π-мезонов, равной 15% от числа μ-мезонов, по измеренному значению импульса только 6,3% могли достигнуть дна камеры, будучи π-мезонами. Из этих 6,3% частиц на самом деле только часть могла быть π-мезонами. Полагая, что примесь π-мезонов составляет 4% (это значение представляет верхний предел), можно было определить остаточный пробег π-мезонов и оценить их кулоновское рассеяние.

Из таблицы видно, что наблюдаемое число случаев рассеяния μ-мезонов на углы, превышающие 15,17 и 20°, больше, чем ожидаемое число случаев рассеяния (с учетом «фона» от π-мезонов). Можно предположить, что различие между данными второй и третьей граф таблицы вызвано случайными флюктуациями. В четвертой графе приводится вычисленная по формуле Пуассона вероятность такой флюктуации, а в пятой графе приведена величина сечения аномального рассеяния, если всю разницу между экспериментальными и теоретическими данными отнести за его счет.

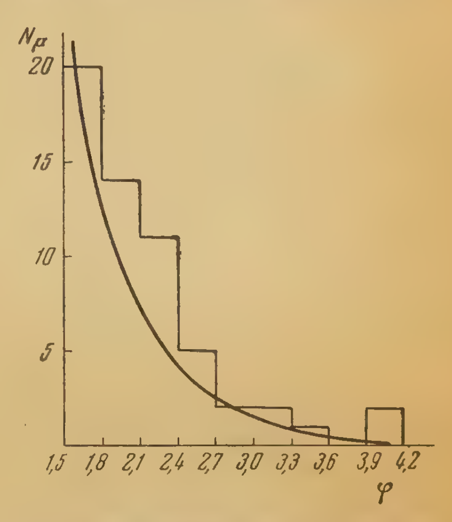


Рис. 5. Дифференциальное угловое распределение рассеяния μ-мезонов

Представленные в таблице результаты объединяют данные, полученные для каждого узкого подинтервала импульсов и для каждой серии измерений с пластинками соответствующей толщины. Недостатком такой обработки является то, что фон от кулоновского рассеяния в данном интервале углов, например в пластинках толщиной 5 мм, значительно больше, чем в пластинках толщиной 2 мм, и может затемнить возможный эффект, не связанный с кулоновским взаимодействием. То же следует сказать о сложении результатов, полученных в различных импульсных интервалах, соответствующих более быстрым или более медленным мезонам.

Бете определил вероятность кулоновского рассеяния на угол больше заданного как функцию безразмерной величины φ, равной

$$\varphi = \frac{\theta}{\chi B^{1/2}},$$

где θ — измеряемый угол рассеяния, а

$$\chi^2 = \frac{4\pi N t e^4 Z (Z+1) z^2}{(pv)^2}$$

здесь N — число атомов в см³, Z — заряд ядра, z — заряд частицы, t — толщина пластины, p — импульс частицы, v — скорость частицы), B— слабо меняющаяся функция толщины пластинки и импульса частицы, которую в наших условиях опыта для всех серий измерения можно считать постоянной. Таким образом, не задаваясь какими-либо ограничениями в величине углов, импульсов или толщин, можно для каждого случая рассеяния вычислить величину φ, а затем и вероятность кулоновского рассеяния.

На рис. 5 показана дифференциальная кривая углового распределения случаев рассеяния в единицах φ, причем ожидаемое распределение приведено в виде сплошной кривой. Видно, что в области $\varphi \sim 2{,}1$ имеет место некоторое превышение экспериментальных данных над теоретическими. Следует подчеркнуть, что теоретическая кривая построена на основе предположения, что все частицы являются μ-мезонами и рассеиваются по кулоновскому закону. Вместе с тем примесь π-мезонов не может, по-видимому, полностью объяснить наблюдаемый на опыте избыток.

Типичные примеры случаев рассеяния мезонов на большие углы приведены на рис. 6 и 7. При измерениях с пластинками толщиной 3 мм Cu в камеру Вильсона помещалась также свинцовая пластина толщиной 13 мм. Характерно, что во всех рассматриваемых случаях прохождение частиц через эту пластину не сопровождается явлениями, связанными с образованием каскадов.

5. Обсуждение результатов измерений

Из предыдущего раздела видно, что наши измерения согласуются с теоретическими данными в области малых углов. Вместе с тем наблюдается некоторый избыток числа случаев рассеяния на большие углы по сравнению с предсказанным теорией Мольера.

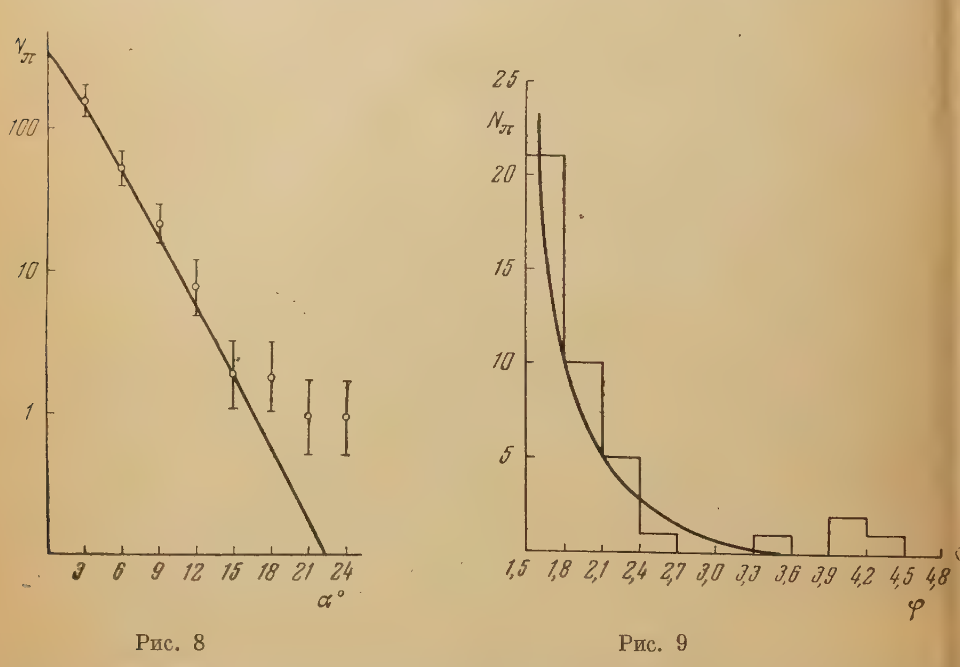


Рис. 8 Рис. 9

Рис. 8. Интегральное угловое распределение π-мезонов, испытавших рассеяние в пластинках меди толщиной 5 мм

Рис. 9. Дифференциальное угловое распределение рассеяния π-мезонов

Расхождение между наблюдаемыми и теоретическими результатами может быть вызвано следующими причинами:

1) наличием слишком большого числа π-мезонов в потоке частиц, принимаемых нами за μ-мезоны; тогда можно считать, что случаи рассеяния на большие углы связаны с π-мезонами;

2) загрязнением потока μ-мезонов электронами;

3) тем, что в число аномальных случаев рассеяния включены акты $\mu \to e$-распада;

4) тем, что формула для подсчета ожидаемого эффекта кулоновского

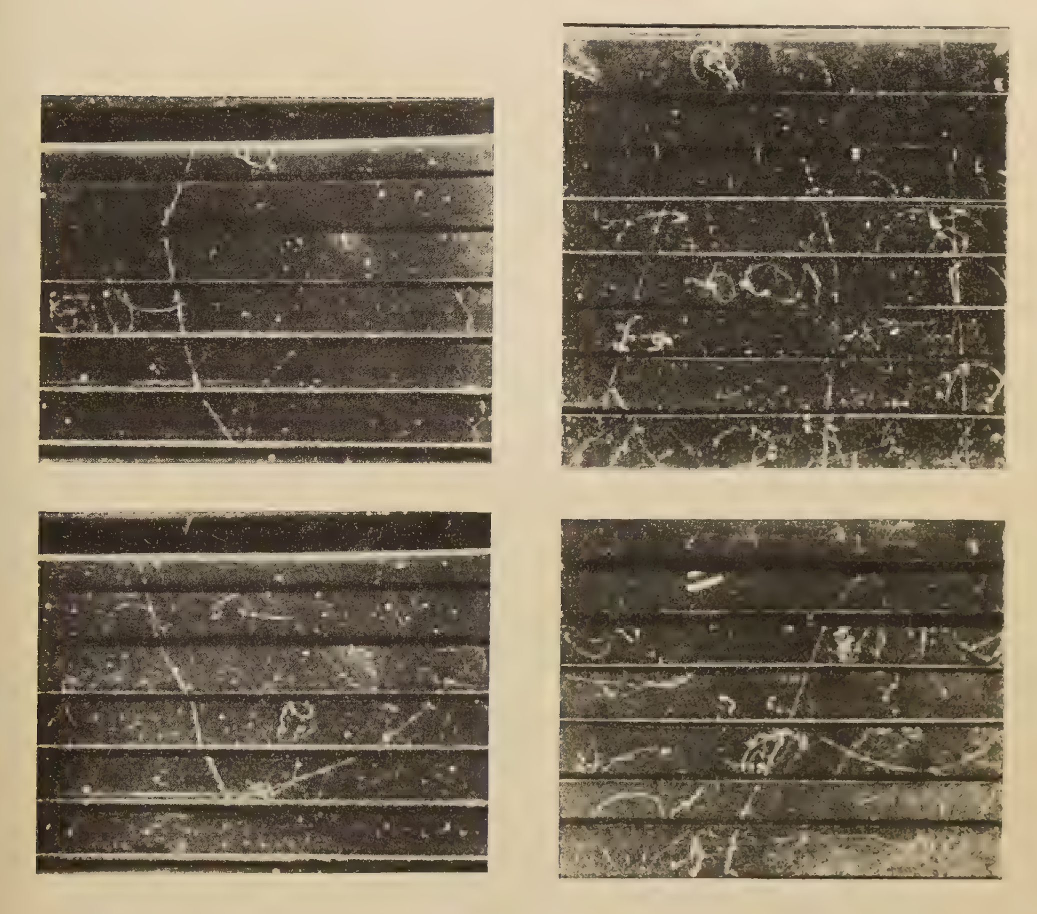


Рис. 6. Примеры остановок μ-мезонов, испытавших рассеяние на большие углы в пластинках меди толщиной 3 мм

Рис. 7. Примеры рассеяния μ-мезонов на большие углы в пластинках меди толщиной 2 и 5 мм



рассеяния неверна в силу пренебрежения какими-то существенными эффектами.

Для анализа эффекта, который могли вызвать π-мезоны, мы изучили рассеяние частиц с измеренным значением массы $240 \div 400\ m_e$. Эти частицы были идентифицированы нами как π-мезоны*. Существенно, что данные по рассеянию этой группы частиц брались из тех же опытов, где изучалось рассеяние μ-мезонов и, следовательно, условия опыта в том и другом случае были одинаковы. На рис. 8 показано угловое распределение π-мезонов, претерпевших рассеяние в медной пластинке толщиной 5 мм, а на рис. 9 — распределение π-мезонов как функция параметра φ. Из этих распределений видно, что нет оснований предполагать наличие существенных экспериментальных ошибок, приводящих к избытку случаев рассеяния μ-мезонов на большие углы. Избыток π-мезонов, рассеявшихся на углы с параметром $\varphi > 3$, следует, повидимому, отнести за счет ядерного рассеяния. Сечение такого рассеяния составит примерно 0,15 от геометрического сечения ядер атомов меди. Скорее всего, эта величина соответствует дифракционному рассеянию π-мезонов. Заметим, что при наблюдаемом рассеянии π-мезонов они практически не теряют энергии, так как в противном случае измеренное значение массы было бы больше наблюдаемого.

Весьма сомнительно, чтобы случаи рассеяния на большие углы представляли собой $\mu \to e$-распад. Камера Вильсона работала в таком режиме, что трехкратную ионизацию во всяком случае можно было бы отличить от однократной. Кроме того, должно было бы наблюдаться преобладание положительных частиц среди претерпевших аномальное рассеяние. Однако соотношение между отрицательными и положительными частицами, рассеявшимися на угол более 17°, составляет 0,66, а в общем потоке зарегистрированных μ-мезонов это соотношение равно $0{,}72 \pm 0{,}08$.

По теории Мольера кулоновское рассеяние рассматривается как происходящее на точечном ядре. Предположение о концентрации заряда ядра в точке противоречит другим хорошо известным сведениям о структуре ядер. Однако любая модель, предусматривающая конечные размеры ядра, приведет лишь к уменьшению ожидаемого числа рассеяний на большие углы и, следовательно, к увеличению аномального эффекта. Следует отметить, что в исследуемом нами интервале углов и импульсов μ-мезонов различие между рассеянием на точечном ядре и ядре конечного размера мало. Это различие существенно в области углов больших, чем

$$\theta_{\text{кр}} \sim \frac{\lambda\!\!\!^{-}}{R},$$

где $\lambda\!\!\!^{-}$ — де-бройлевская длина волны, а R — радиус ядра. В наших условиях средняя проекция $\theta_{\text{кр}} \sim 17°$. Для этой же области углов теоретическая кривая, учитывающая равномерное распределение заряда внутри сферы с $R = 1{,}4 \cdot 10^{-13}\ A^{1/3}$ см, отличается не больше чем на 10% от кривой, соответствующей однократному рассеянию на точечном ядре. Если учесть эффект, связанный с конечным размером ядра, то ожидаемый фон, обусловленный кулоновским рассеянием, будет меньше всего на несколько процентов.

Чрезвычайно существенно для проведения экспериментов по рассеянию медленных μ-мезонов точно измерять импульс. С этой точки зрения нам кажутся мало убедительными данные по рассеянию μ-мезонов, при получении которых в области нескольких сотен мегаэлектронвольт используются весьма приближенные способы оценки импульса и, следовательно, ненадежно определяется фон кулоновского рассеяния.

---

* Эти данные были получены и обработаны аспирантом Физического института АН Арм. ССР Ф. Арутюняном.

Выводы

Описанные выше измерения показали, что:

1. Теория Мольера в том виде, в каком она использована Бете, дает хорошо согласующееся с экспериментом распределение случаев рассеяния π- и μ-мезонов в области малых углов.

2. В интервале импульсов 80÷139 MeVc^{-1} имеется избыток случаев рассеяния μ-мезонов на углы с проекцией свыше 15°, что соответствует сечению рассеяния порядка 10^{-27} см^2 нуклон$^{-1}$.

3. Наблюдаемый избыток случаев рассеяния на большие углы указывает на существование аномального рассеяния μ-мезонов в интервале импульсов 80÷130 MeVc^{-1}. Малость числа наблюденных случаев рассеяния не позволяет, однако, сделать окончательное заключение о характере аномального рассеяния μ-мезонов в этой области импульсов. Необходимо дальнейшее накопление экспериментального материала.

Авторы признательны М. Л. Тер-Микаеляну за помощь и дискуссию данной работы, а также М. И. Дайону, |Н. В. Шостакович|, Г. И. Мерзону, Б. Н. Дерягину, В. И. Николаеву и студенту МИФИ Я. Г. Потапову за помощь в измерениях и обработке результатов.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Kannangara M., Shrikantia G., Phil. Mag., 44, 1091 (1953).
2. Leontic B., Wolfendale A., Phil. Mag., 44, 1101 (1953).
3. McDiarmid J. B., Phil. Mag., 45, 933 (1954).
4. George E., Redding J., Trent P., Proc. Phys. Soc., A66, 533 (1954).
5. Rochester G., Wolfendale A., Phil. Mag., 45, 980 (1954).
6. Tidman D., Proc. Phys. Soc., A67, 559 (1954).
7. Алиханян А., Кириллов-Угрюмов В., Шостакович Н., Федоров В., ДАН СССР, 92, 255 (1953).
8. Bethe H., Phys. Rev., 89, 1256 (1953).
9. Amaldi E., Fidecaro C., Mariani F., Nuovo Cim., 7, 553 (1950).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

С. И. НИКОЛЬСКИЙ

О ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ ОТ ОСИ ШИРОКОГО АТМОСФЕРНОГО ЛИВНЯ

(Краткое содержание доклада)

1. В данной работе при помощи большого числа годоскопических счетчиков, сосредоточенных на малой площади, исследовалось пространственное распределение заряженных частиц в интервале расстояний от оси широкого атмосферного ливня 2÷5 м. Пространственное распределение имеет вид $\frac{1}{r}$ для расстояний 2÷10 м и вид $\frac{1}{r^{\frac{1}{2}}}$ для расстояний меньших 1 м.

2. Указанный вид пространственного распределения свидетельствует об образовании электронно-фотонной компоненты в глубине атмосферы ядерно-активными частицами, энергия которых может быть оценена в 10^{12} eV и выше.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

В. И. ГОЛЬДАНСКИЙ, Г. Б. ЖДАНОВ, Н. М. НЕСТЕРОВА и А. Е. ЧУДАКОВ

СВЕЧЕНИЕ ЧЕРЕНКОВА В ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЯХ

(Краткое содержание доклада)*

1. Общий выход свечения Черенкова от космического излучения оценено 1,8·10^{-8} эрг $см^{-2}$ $сек^{-1}$ $стер^{-1}$ (около 5000 квантов $см^{-2}$ $сек^{-1}$ $стер^{-2}$ в оптической области спектра), что составляет не более 0,1% от той постоянной слагающей в непрерывном спектре свечения ночного неба, которая не связана со звездным и зодиакальным светом.

2. Дано распределение по высоте свечения Черенкова, которое создается различными компонентами космических лучей. Наибольший вклад в общий выход этого свечения обусловлен свечением, создаваемым на высотах в интервале 10÷15 км. Более 92 % свечения обусловлено электронами, более 7% — μ-мезонами и лишь около 0,3 % — протонами.

3. Выведена формула для определения амплитуды светового импульса, создаваемого в приемнике света с заданным радиусом при прохождении одиночной частицы в вертикальном направлении на определенном расстоянии от центра приемника. На фоне свечения ночного неба световые вспышки от одиночных частиц можно наблюдать при радиусе приемника света не более 10 см и эффективном угле собирания света 1 стер, если порог срабатывания установки отвечает одновременному попаданию в приемник света около 100 квантов, а разрешающее время установки $\tau \approx 10^{-8}$ сек. При этом скорость счета вспышек свечения Черенкова должна быть около 1 вспышки в минуту.

4. Рассмотрено свечение Черенкова, связанное с прохождением широких атмосферных ливней. Ливень рассматривается как расходящийся сверху вниз конус с вертикальной осью, угол раствора которого определяется резерфордовским рассеянием

* Подробнее см. [1].

ливневых частиц. При расчетах учитывается как диффузное свечение (связанное с превышением среднего угла резерфордовского рассеяния над углом испускания свечения Черенкова), так и направленное свечение Черенкова (при очень малых средних углах резерфордовского рассеяния). В результате расчетов получен вид распределения по высоте свечения Черенкова, создаваемого частицами широких атмосферных ливней при различных расстояниях между осью ливня и центром приемника света, а также зависимость амплитуды световой вспышки и вероятности ее регистрации от расстояния между осью ливня и центром приемника света. В качестве численного примера рассчитывается частота регистрации световых вспышек для установки с площадью приемника света 500 см^2, углом собирания света 0,15 стер, порогом срабатывания около 1300 фотонов и $\tau \approx 3 \cdot 10^{-8}$ сек (установка английских физиков Голбрайта и Джелли). Расчеты дают 70 имп. час.$^{-1}$, что находится в согласии с экспериментальным результатом (60 имп час$^{-1}$).

5. Указана возможность использования наблюдений свечения Черенкова для изучения энергетического спектра и пространственной структуры широких атмосферных ливней.

6. Предварительные опыты по изучению этого свечения широких атмосферных ливней выполнены на установке, состоявшей из параболического зеркала ϕ 30 см, фотоумножителя и электронной схемы (угол собирания света примерно равен 0,1 стер, $\tau \approx 5 \cdot 10^{-8}$сек). Функция распределения амплитуд импульсов (в десятикратном диапазоне амплитуд) оказалась близкой к степенной, с показателем интегрального спектра 1,5 в согласии с видом спектра плотностей широких атмосферных ливней. При регистрации совпадений между световыми вспышками и отсчетами годоскопов, регистрировавших ливни в радиусе 50 м, оказалось, что лишь около 4% световых вспышек сопровождались отсчетами годоскопов. Этот факт подтвердил расчеты зависимости вероятности регистрации световых вспышек от расстояния между осью ливня и центром приемника света, согласно которым свечение Черенкова в широких ливнях сосредоточено в основном на расстояниях до 250 м от оси ливней. Проведенные опыты подтвердили возможность наблюдения свечения Черенкова в широких атмосферных ливнях с энергией порядка 10^{14} eV.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Гольданский В. И., Жданов Г. Б., ЖЭТФ, **26**, 405 (1954); Нестерова Н. М., Чудаков А. Е., ЖЭТФ, **28**, 384 (1955).

Л. Д. ГЕДЕВАНИШВИЛИ, З. Ш. МАНДЖАВИДЗЕ, Н. Н. РОЙНИШВИЛИ, Э. И. ЦАГАРЕЛИ, А. И. ЦИНЦАБАДЗЕ и Г. Е. ЧИКОВАНИ

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНЫХ ЛИВНЯХ ПО ИМПУЛЬСАМ

(Краткое содержание доклада)

Исследование распределения заряженных частиц в электронно-ядерных ливня[х] по импульсам производилось при помощи управляемой камеры Вильсона в магни[т]ном поле. Над камерой помещался блок свинца толщиной 30 мм. Между этим блоко[м] и свинцовым фильтром, исключавшим мягкую компоненту, располагался первый р[яд] счетчиков. Второй и третий ряды, расположенные под камерой, были отделены др[уг] от друга слоем свинца толщиной 50 мм. Расширение в камере производилось тогда, [ко]гда имело место шестикратное совпадение: одновременные разряды в одном из счетч[и]ков первого ряда, в трех счетчиках второго ряда и в двух счетчиках третьего ряд[а]. Электронно-ядерные ливни генерировались в слое свинца, расположенном непосре[д]ственно над камерой. Наблюдения велись на высоте 3900 м над уровнем моря в горн[ой] лаборатории Эльбрусской экспедиции Тбилисского гос. университета им. И. В. Стали[на] и Института физики АН Груз.ССР.

Интегральное распределение заряженных частиц обоего знака по импульса[м] в интервале импульсов 40÷2000 MeV, построенное на основе результатов промера кр[и]визны следов в камере Вильсона, имеет вид степенной функции с показателем степе[ни] равным —0,5.

В дальнейшем распределение по импульсам было получено повторно с той же камерой Вильсона, внутри которой на этот раз была помещена свинцовая пластинка толщиной 10 мм, являвшаяся генератором исследуемых ливней. В этих условиях исключалось размножение электронов, которое могло происходить в толстом генераторе, помещенном над камерой, и которое могло приводить к деградации первоначального спектра. Эта серия наблюдений проводилась на высоте 2000 м над уровнем моря.

Интегральное распределение заряженных частиц обоего знака по импульсам в пределах ошибок эксперимента получилось таким же, как и при измерениях на высоте 3900 м.

Институт физики АН Груз.ССР
и
Тбилисский гос. университет
им. И. В. Сталина

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

В. М. ФЕДОРОВ, Г. И. МЕРЗОН и М. И. ДАЙОН

О ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДА ФОТОМЕТРИРОВАНИЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ ИОНИЗУЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ЧАСТИЦ В КАМЕРЕ ВИЛЬСОНА

При обработке фотографий следов, полученных в камере Вильсона, часто возникает необходимость в грубой оценке массы остановившейся частицы. Такую оценку можно произвести, например, по ионизации (методом счета капель) и остаточному пробегу. Однако зачастую условия опыта не позволяют получить фотографию следа в виде диффузного скопления капелек, и его изображение имеет вид сплошного почти бесструктурного образования. Фотографии такого рода получаются, например, в камере Вильсона [1], работающей в сочетании с магнитным масс-спектрометром [2]. В этом случае из-за значительного уменьшения при фотографировании (1/20) ширина изображения следа равна 0,1—0,2 мм, что не позволяет разрешить отдельные капли. При рассмотрении следов релятивистских частиц и следов мезонов и протонов, остановившихся в пластинах камеры вследствие потерь энергии на ионизацию, видно, что они заметно различаются между собой как по абсолютной величине почернения, так и по градиенту почернения.

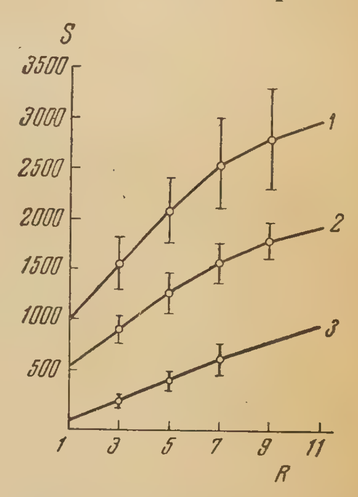
Мы попытались найти метод объективной оценки этого различия и связать почернение фотографий следов с ионизующей способностью частицы, с тем чтобы проверить возможность производить грубую оценку массы частицы по ее ионизующей способности при различных остаточных пробегах. Для измерений отбирались фотографии следов протонов и мезонов, масса которых с большой точностью была определена в масс-спектрометре по импульсу и пробегу. Оценка почернения изображений следов производилась путем фотометрирования этих фотографий на микрофотометре МФ-2. В качестве эталона почернения, соответствующего минимальной ионизации, были взяты фотографии следов «жестких» частиц и частиц большой энергии, производящих ядерные расщепления в пластинах камеры. Отбирались положительно заряженные частицы с импульсом свыше $2{,}4 \cdot 10^9$ eVc^{-1} и отрицательно заряженные — с импульсом свыше $4 \cdot 10^8$ eVc^{-1}. При этих значениях импульса ионизация, создаваемая быстрыми протонами и легкими мезонами, отличается от минимальной ионизации соответственно на 10 и 5%.

Микрофотометр позволяет регистрировать величину фототока от фотоэлемента, освещенного лучом света, который проходит через фотометрируемый участок пленки, ограниченный специальной щелью. Размеры щели можно менять в широких пределах. В наших измерениях они выбирались равными: ширина щели $1/10 \div 1/15$ ширины изображения следа релятивистской частицы, длина порядка 1/3 расстояния между изображениями пластин на фотографии. Щель устанавливалась параллельно следу и перемещалась в направлении, перпендикулярном к нему. При каждом перемещении щели на величину, равную ее ширине, регистрировался фототок, характеризующий величину почернения на измеряемом участке. Сумма измеренных значений фототока (за вычетом фона) характеризует полную величину почернения изображения следа.

Таким способом были произведены последовательно в каждом отсеке между пластинами измерения почернений фотографий следов 41 «жест-

кой» частицы с ионизацией, близкой к минимальной, 18 протонов и 11 мезонов. Исследование почернений изображений следов жестких частиц, проходящих в различных участках камеры, показало, что в камере с освещением «на просвет» имеется некоторая неоднородность в условиях освещения. Поэтому для дальнейшего изучения были выбраны частицы, проходящие в центральной области камеры, освещенной достаточно равномерно. Изучение следов жестких частиц показало также, что в различных отсеках они дают приблизительно одинаковое почернение (среднее отклонение порядка 25%).

На рисунке представлены интегральные кривые зависимости почернения (в относительных единицах) от остаточного пробега. Кривая *1* относится к протонам, а кривая *2* — к мезонам. Здесь же для сравнения приведена кривая *3* для «жестких» частиц*. Из рисунка видно, что имеет место определенное группирование данных в соответствии с массой частиц; таким образом, метод позволяет с хорошей достоверностью отделить мезоны от протонов.



Интегральные кривые зависимости почернения S (в относительных единицах) от остаточного пробега R (в мм Pb). Кривая *1* относится к следам протонов, *2* — к следам мезонов, *3* — к следам «жестких» частиц

Сравнение относительного почернения с ионизацией (см. таблицу), вычисленной для соответствующих значений остаточного пробега, показывает лишь весьма приблизительное согласие. Количественное сопоставление можно произвести, переходя от почернения к интенсивности обусловившего это почернение света, если при этом считать, что интенсивность света, рассеянного следом, пропорциональна создаваемой частицей ионизации. В рабочей области экспозиций почернение фотоэмульсии линейно связано с логарифмом интенсивности света. Однако угловой коэффициент этой зависимости (коэффициент контрастности) γ может меняться от места к месту в фотоэмульсии и в особенности от пленки к

Сравнение относительного почернения фотографий следов частиц и вызываемой частицами относительной ионизации

Остаточный пробег, мм Pb	Среднее значение почернения		Вычисленная относительная ионизация	
	для мезонов	для протонов	для мезонов	для протонов
0÷2	3,71	6,5	Более 3,3	—
2÷4	2,5	5,0	3,3÷2,3	Более 6,9
4÷6	2,35	3,62	2,3÷2,0	6,9÷5,6
6÷8	1,75	2,95	2,0÷1,8	5,6÷4,6

пленке. Его величина в сильной степени зависит от сорта фотоэмульсии, срока хранения пленки, условий проявления и т. п. Трудности, связанные с этим обстоятельством, можно обойти, если снимать на ту же

* В этом случае суммирование почернений производится последовательно во всех отсеках камеры, начиная с нижнего.

пленку при помощи ступенчатого ослабителя специальную «марку почернения», как это делается в практике спектрального анализа.

В настоящей работе мы лишены возможности определить γ и потому не можем перейти от почернения к интенсивности света, характеризующей ионизацию, создаваемую частицей в газе камеры. Однако съемка при помощи ступенчатого ослабителя «марки почернения» на каждом кадре (что можно осуществить посредством простого устройства) позволила бы решить эту задачу. Для величины почернения на различных фотографиях следов частиц одного сорта наблюдается значительный разброс. Причиной этого разброса является то, что случаи остановок, выбранные для сравнения, получены за период измерений, охватывающий несколько месяцев, а в течение этого времени условия работы камеры (температура, давление, состав и количество рабочей смеси) могли несколько измениться. Это обстоятельство легко может быть учтено, если помимо частиц интересующей нас природы фотографировать на каждой пленке несколько быстрых частиц с минимальной ионизацией и проводить сравнение в каждой пленке отдельно.

Наконец, изучение почернений, повидимому, удобнее проводить при помощи регистрирующего микрофотометра, непосредственно записывающего кривую почернений.

Можно надеяться, что метод оценки ионизации при помощи фотометрирования при надлежащем его развитии, особенно в камерах с однородным освещением, позволит разделять между собой и более близкие по массам группы частиц, нежели мезон и протон.

В заключение авторы благодарят А. И. Алиханяна за интерес к данной работе.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Дайон М. и Федоров В., ЖТФ, 25, 771 (1955).
2. Алиханян А. И., Кириллов-Угрюмов В., Шостакович Н. и Федоров В., ДАН СССР, 92, 255 (1953).
3. Мальдельштам С. Л., Введение в спектральный анализ.— ГТТИ, М.—Л., 1946.
4. Butterworth J., Phil. Mag., 46, 884 (1955).
5. Bjornerud F. K., R. S. J., 26, 836 (1955).

Примечание при корректуре: После доклада на совещании опубликовано две работы [4, 5], в которых описано аналогичное применение метода фотометрирования следов в камере Вильсона.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

В. А. ЛЮБИМОВ, Г. П. ЕЛИСЕЕВ, В. К. КОСМАЧЕВСКИЙ и А. В. КОВДА

ЗАВИСИМОСТЬ ВЕРОЯТНОЙ ИОНИЗАЦИИ, ВЫЗЫВАЕМОЙ μ-МЕЗОНАМИ, ОТ ИМПУЛЬСА

Для определения массы заряженных частиц по значениям импульса и наиболее вероятной ионизующей способности, необходимо знать зависимость вероятной ионизации среды от скорости частицы. Для медленных частиц эта зависимость хорошо изучена, чего нельзя сказать про релятивистские частицы, находящиеся в пределах предсказываемого теорией логарифмического возрастания ионизации. Лишь в последние годы стали появляться экспериментальные работы, в которых изучалась зависимость вызываемой релятивистскими частицами ионизации от их скорости.

Настоящая работа была предпринята с целью количественного сравнения с теорией экспериментально наблюдаемой зависимости ионизации газа в пропорциональном счетчике от скорости частицы.

Теория полных потерь энергии, испытываемых заряженной релятивистской частицей при прохождении через вещество, была разработана Ферми и обобщена Виком, Халперном и Холлом и др. [1]. Из теории следует, что полные потери энергии релятивистской частицы при скоростях, близких к скорости света, логарифмически возрастают с ростом скорости частицы. Этот рост потерь в газе происходит несмотря на наличие эффекта поляризации среды и обусловлен возрастанием максимальной энергии, которую летящая частица может передать атомному электрону. Эффект поляризации приводит лишь к тому, что наклон логарифмической ветви ионизационной кривой уменьшается по сравнению с наклоном кривой, рассчитанной без учета эффекта поляризации.

Если произвести условное разделение соударений на «далекие» и «близкие» (в зависимости от расстояния между траекторией частицы и атомом), то, очевидно, в случае «далеких» соударений эффект поляризации приведет к тому, что логарифмически возрастающие потери энергии, начиная с некоторого значения скорости частицы, достигают насыщения и перестают возрастать с ростом скорости частицы, выходя на «плато». Покажем, что наиболее вероятные потери энергии на ионизацию, измерение которых и производится в пропорциональном счетчике, численно совпадают со средними потерями энергии при «далеких» соударениях. В результате этого станет возможным применение формул для средних потерь на «далекие» соударения для вычисления зависимости вероятной ионизации среды от скорости частицы. С этой целью рассмотрим распределение флюктуаций потерь энергии на ионизацию. Кривая этих флюктуаций носит несимметричный характер и определяется функцией Ландау (см. [2])

$$\varphi\left(\frac{\Delta-\Delta_0}{\xi}\right)\frac{1}{\xi},$$

где $\xi = 1{,}54\cdot 10^5 \mu \frac{\Sigma Z}{\Sigma A}\cdot\frac{1}{\beta^2}$, μ — количество вещества в г см$^{-2}$ в рассматриваемом слое, а функция φ означает вероятность потери энергии Δ, если наиболее вероятная потеря равна Δ_0. Центральная часть распределения $\varphi\frac{1}{\xi}$ обусловлена потерями энергии на «далекие» соударения, а распре-

деление в области больших Δ определяется δ-электронами, образованными в результате «близких» соударений. Наиболее вероятные потери энергии определяются на графике координатой максимума распределения и находятся из условия

$$\left[\varphi \frac{1}{\xi}\right]'_{\Delta} = 0, \quad \text{откуда} \quad \Delta_{\text{вер}} = \Delta_0.$$

Полные, или средние, потери определяются координатой «центра тяжести» распределения и находятся из соотношения

$$\overline{\Delta} = \int_{0}^{\Delta_0 + W_{max}} \Delta \cdot \varphi\left(\frac{\Delta - \Delta_0}{\xi}\right) \frac{1}{\xi}\, d\Delta,$$

где W_{max} — максимальная энергия, которая может быть передана электрону при соударении. В силу несимметрии распределения средние потери не совпадают с наиболее вероятными. Вполне понятно, что для того, чтобы добиться совпадения средних потерь с вероятными, необходимо ограничить максимально передаваемую энергию некоторым определенным значением $W_{max} = W_0$. В этом случае кривая распределения в области больших потерь энергии обрезается и распределение становится более симметричным. Величина W_0 как раз и определяется из условия, чтобы

$$\overline{\Delta} = \int_{0}^{\Delta_0 + W_0} \Delta \cdot \varphi\left(\frac{\Delta - \Delta_0}{\xi}\right) \frac{1}{\xi}\, d\Delta = \Delta_0.$$

Для распределения Ландау эта величина $W_0 \approx 1{,}6\,\xi$.

Итак, если рассматривать среднюю потерю энергии только на такие «далекие» соударения, для которых передаваемая энергия меньше или равна $1{,}6\,\xi$, то эта средняя потеря численно совпадает с наиболее вероятной потерей в данном слое вещества. Отсюда следует, что, если в формуле Бете — Блоха для средних потерь энергии величину W_{max} заменить на $1{,}6\,\xi$, мы получим с достаточной точностью формулу Ландау для наиболее вероятных потерь [2].

$$\overline{\Delta} = \xi\left[\ln \frac{2mv^2 W_{max}}{I^2(1-\beta^2)} - \beta^2\right] = \xi\left[\ln \frac{2mv^2\, 1{,}6\xi}{I^2(1-\beta^2)} - \beta^2\right] =$$
$$= \xi\left[\ln \frac{2mv^2\xi}{I^2(1-\beta^2)} + 0{,}47 - \beta^2\right] \approx \Delta_0$$

(у Ландау вместо 0,47 стоит 0,37).

Нетрудно показать, что в том случае, если наблюдаемое в эксперименте распределение флюктуаций является более широким, чем распределение Ландау, то в формулу Бете — Блоха необходимо подставлять такое значение W_0, при котором $\overline{\Delta}_{\text{эксп}} = \Delta_{0\,\text{эксп}}$. В нашем случае W_0 оказалось равным 5ξ, т. е.

$$\Delta_0 = \xi\left[\ln \frac{2mv^2 \cdot 5\xi}{I^2(1-\beta^2)} - \beta^2\right].$$

Таким образом, мы получили формулу для зависимости вероятной ионизации от скорости частицы в случае, если мы имеем распределение, отличное по форме от распределения Ландау. Если теперь в эту формулу ввести поправку на эффект плотности по Будини [1] и записать ее для случая смеси газов, то мы получим окончательную формулу, с которой и производилось сравнение экспериментальных данных:

$$\Delta_0 = \sum_i \xi_i \left[\ln \frac{2mv^2 \cdot 5\xi_i}{I_i^2\left(1 - \beta^2 + \dfrac{\alpha}{\overline{\omega}_0^2}\,\beta^2\right)} - \beta^2\right],$$

где суммирование ведется по всем компонентам газовой смеси. Здесь

$$\alpha = \frac{4\pi Ne^2}{m}, \quad \overline{\omega}_0 = \frac{\overline{I}}{\hbar}.$$

В настоящей работе измерение ионизационной кривой для μ-мезонов производилось в широком интервале импульсов, охватывающем как область минимальной ионизации, так и область фермиевского «плато» ионизаций. Импульс частицы измерялся на усовершенствованном масс-спектрометре в широком диапазоне значений: в интервале $0{,}46 \cdot 10^8 \div 7{,}5 \cdot 10^9 eVc^{-1}$ в первой и третьей сериях измерений, когда первый и пятый ряды счетчиков помещались непосредственно над и под полюсами магнита, и в интервале $2{,}2 \cdot 10^8 \div 4{,}2 \cdot 10^{10}$ eVc^{-1} во второй серии измерений, когда первый и пятый ряды были раздвинуты и помещены на расстоянии 77 см над и под полюсами магнита соответственно.

Ионизация измерялась при помощи четырехслойного пропорционального счетчика (наполнение 85 мм Ar и 365 мм C_3H_8). Счетчик позволял получать четыре независимых показания на каждую ионизующую частицу, прошедшую через установку. Это дало возможность при относительно небольшом числе частиц получить высокую точность определения ионизации. Подсчет наиболее вероятных значений ионизации, вызываемой μ-мезонами, в каждом интервале импульсов производился универсальным методом, который для случая распределения Ландау дает в 2—3 раза бо́льшую точность, чем подсчет по методу среднеарифметического значения.

На рис. 1 дано сравнение экспериментально полученных точек с теоретической кривой, рассчитанной для вероятной ионизации, вызываемой

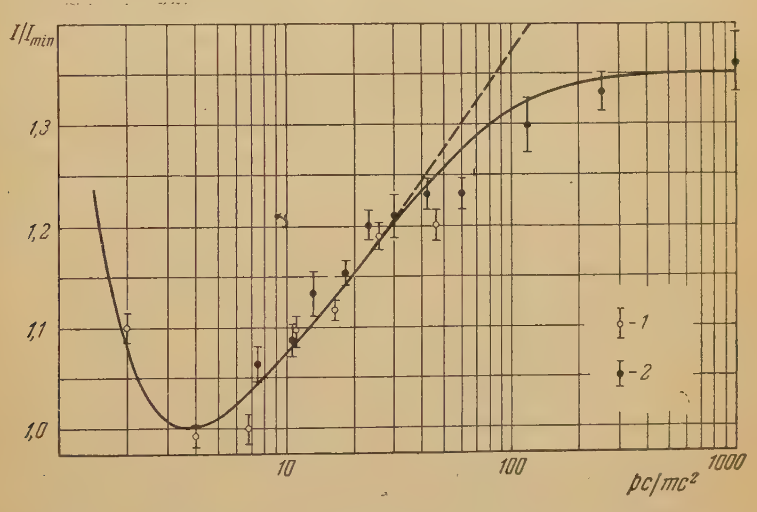


Рис. 1. Зависимость вероятной ионизации, вызываемой μ-мезонами, от скорости. По оси абсцисс отложено отношение импульса pc к массе μ-мезона mc^2. Экспериментальные точки: *1* — «суженная» позиция (счетчики вблизи полюсов магнита); *2* — «растянутая» позиция (счетчики на растоянии 77 см от полюсов магнита). Плавные кривые — расчетная зависимость ионизации от импульса; сплошная кривая — с учетом эффекта плотности, пунктирная — без учета этого эффекта

μ-мезонами, по уточненной формуле. Точки *1* получены в «суженной» позиции, которая позволила захватить область минимальной ионизации. Точки *2* получены в «растянутой» позиции, которая позволила захватить область фермиевского плато ионизаций.

Импульс последней точки нельзя было измерить непосредственно; он

определялся соответствующим усреднением по спектру μ-мезонов и оказался равным $1{,}2\cdot10^{11}$ eV c^{-1}. В интервале импульсов $2\cdot10^{9}\div1{,}5\cdot10^{10}$ eV c^{-1} ионизация подсчитывалась только для частиц отрицательного знака, поскольку возможная примесь протонов с минимальной ионизующей способностью в этом интервале импульсов могла исказить результаты измерения ионизации, вызываемой μ-мезонами. В нашей работе [3] нам удалось измерить логарифмический рост потерь на ионизацию до $p=3\cdot10$ eV c^{-1}.

Результаты настоящей работы показывают:

1) наличие логарифмического возрастания ионизации, вызываемой μ-мезонами в газе, в интервале импульсов $4\cdot10^{8}\div2\cdot10^{10}$ eV c^{-1} (в согласии с работами Беккера [4], Харитонова [5] и нашей прежней работой [3]);

2) существование эффекта поляризации в газе счетчика (в согласии с работами [6—8]);

3) независимость вероятной ионизации, вызываемой μ-мезонами с импульсами выше $3\cdot10^{10}$ eV c^{-1}, от импульса частицы; в данной работе эта независимость прослежена до импульса $1{,}2\cdot10^{11}$ eV c^{-1};

4) экспериментальные результаты находятся в удовлетворительном согласии с теорией Ферми — Будини для ионизационных потерь релятивистских μ-мезонов.

Из возможности представления наиболее вероятной потери энергии на ионизацию как средней потери энергии, обусловленной «далекими» соударениями, при которых максимально передаваемая энергия ограничена величиной W_0, вытекает простой и в то же время точный метод подсчета наиболее вероятной ионизации по нескольким значениям ионизации (метод усечения). Пусть n измеренных значений ионизации: $\Delta_1, \Delta_2, \ldots, \Delta_n$ соответствуют функции распределения $\varphi\left(\frac{\Delta_i-\Delta_0}{\xi}\right)\frac{1}{\xi}$. Пусть площадь симметризованного распределения, полученного обрезанием кривой распределения в области больших потерь, относится к площади всего распределения как

$$\alpha=\frac{\int\limits_0^{\Delta_0+W_0}\varphi\frac{1}{\xi}\,d\Delta}{\int\limits_0^{\Delta_0+W_{max}}\varphi\frac{1}{\xi}\,d\Delta}.$$

Тогда из n значений $\Delta_1, \Delta_2, \ldots, \Delta_n$ отбросим $(1-\alpha)n$ максимальных значений и наиболее вероятное значение ионизации найдем как среднее из оставшихся значений

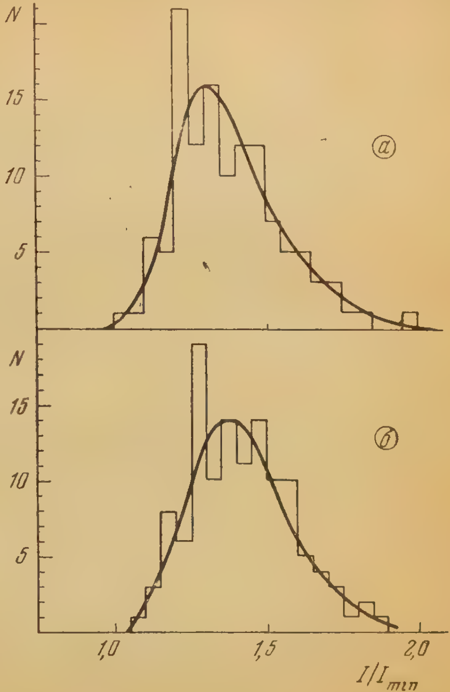
$$\Delta_0=\overline{\Delta}_{\text{обрез}}=\frac{\Delta_i+\Delta_k+\ldots}{\alpha n}.$$

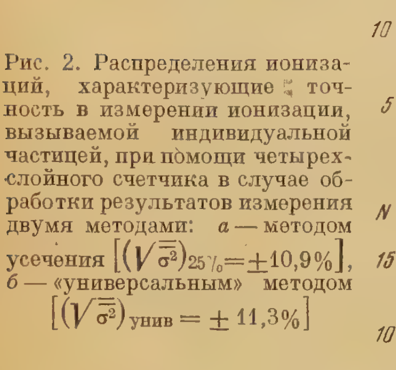
Далее, если σ — среднеквадратичная ошибка гауссова распределения, эквивалентного распределению $\varphi\frac{1}{\xi}$ с обрезанием области больших потерь (т. е. совпадающего с ним по площади и по высоте), то ошибка для найденного значения Δ_0 определяется по формуле $\delta\Delta_0=\frac{\sigma}{\sqrt{\alpha n}}$.

Для экспериментального распределения ионизаций, полученного в нашем счетчике, оказалось, что следует отбрасывать примерно 25% максимальных значений, т. е. при наличии четырех значений ионизации на каждую частицу отбрасывать максимальное значение и брать среднее из оставшихся трех значений.

Для проверки метода усечения была произведена обработка результатов измерения ионизующей способности 122 электронов. Их ионизующая способность лежит в пределах фермиевского плато ионизационной кривой. Полученное распределение приведено на рис. 2,a. Для сравнения

на рисунке 2,*б* приведены результаты обработки тех же данных, произведенной «универсальным» методом [3]. Как видно, метод усечения не уступает по точности «универсальному», в то же время он значительно проще.




Рис. 2. Распределения ионизаций, характеризующие точность в измерении ионизации, вызываемой индивидуальной частицей, при помощи четырехслойного счетчика в случае обработки результатов измерения двумя методами: *а* — методом усечения $\left[\left(\sqrt{\overline{\sigma^2}}\right)_{25\%} = \pm 10{,}9\%\right]$, *б* — «универсальным» методом $\left[\left(\sqrt{\overline{\sigma^2}}\right)_{\text{унив}} = \pm 11{,}3\%\right]$

Следует указать, что «универсальный» метод сохраняет свое значение в том случае, когда для вероятностных расчетов необходимо построить кривую ошибок.

В заключение авторы выражают свою глубокую благодарность руководителю работы А. И. Алиханову, а также Л. Д. Ландау за обсуждение результатов.

Академия наук СССР

Цитированная литература

1. «Проблемы современной физики», серия 5, вып. 7.— ИЛ, М., 1953.
2. Ландау Л. Д., Journ. of. Phys. USSR, 8, 201 (1944).
3. Елисеев Г. П., Космачевский В. К., Любимов В. А., ДАН СССР, **90**, 995 (1953).
4. Becker J., Chanson P., Nageotte E., Treille P., Price B. T., Rothwell P., Proc. Phys. Soc., **A65**, 437 (1952).
5. Харитонов В. М., ДАН СССР, **86**, 285 (1952).
6. Ghoch S. K., Jones D. B., Wilson J. G., Proc., Phys. Soc., **A67**, 331 (1953).
7. Харитонов В. М. и Барский А., ДАН СССР, **93**, 645 (1953).
8. Parry J. K., Rathgeber H. D., Rouse J. L., Proc. Phys. Soc., **A66**, 541 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 6 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Г. А. БЛИНОВ, Ю. С. КРЕСТНИКОВ и И. И. ПЕРШИН

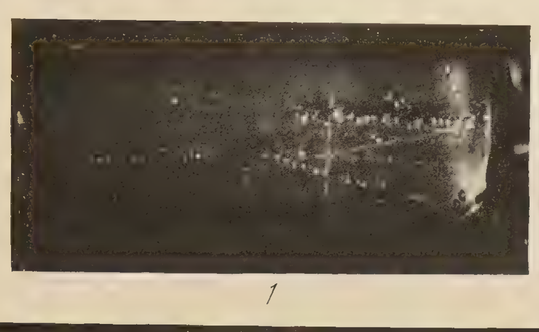
ЖИДКОСТНЫЕ ПУЗЫРЬКОВЫЕ КАМЕРЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ИОНИЗУЮЩИХ ЧАСТИЦ

Хорошо известно, что чистые жидкости могут быть перегреты, т. е. нагреты без закипания до температур, значительно превосходящих температуру кипения жидкости при данном давлении. Жидкость может быть получена в перегретом состоянии либо за счет повышения ее температуры при постоянном внешнем давлении, либо за счет понижения внешнего давления при постоянной температуре. В первом случае переход жидкости к перегретому состоянию происходит медленно. Следуя вторым путем, понижая внешнее давление, можно получить быстрый переход жидкости к перегретому состоянию. Этим приемом и пользуются при работе с жидкостными пузырьковыми камерами. Время, в течение которого перерегретая жидкость не вскипает, зависит от ряда случайных причин, но среднее значение этого времени — «времени задержки вскипания» перегретой жидкости — резко сокращается при повышении температуры. При невысоких температурах достаточно чистая жидкость может оставаться в перегретом состоянии весьма длительное время, доходящее до десятков минут.

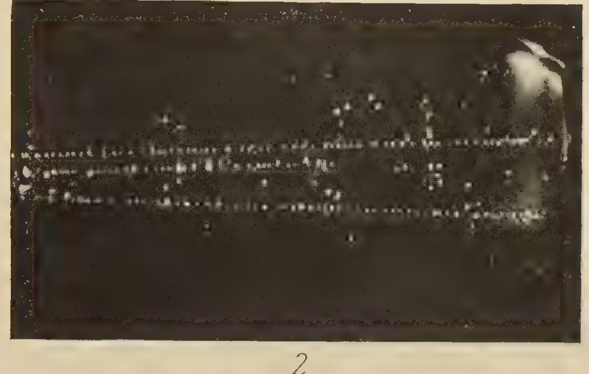
В 1952 г. Глезер [1] показал, что время задержки вскипания у этилового эфира при температуре 140° С оказывается весьма чувствительным к действию ионизующего излучения: жидкость вскипает без задержки, если к ампуле приблизить γ-источник. В последующих статьях [2—4] Глезер сообщил, что в перегретом эфире и изопентане могут быть получены фотографии следов ионизующих частиц, и опубликовал две фотографии следов частиц космических лучей в камере с эфиром. Эти фотографии были, однако, очень невысокого качества. В 1954 г. были опубликованы заметки об аналогичных опытах с изопентаном, жидким азотом и жидким водородом, выполненных другими авторами [5, 6].

По инициативе А. И. Алиханова нами была предпринята попытка создания жидкостной пузырьковой камеры с этиловым эфиром и пропаном, пригодной для выполнения исследований с частицами высоких энергий. Выполненные нами опыты с эфиром подтвердили в общих чертах результат работ Глезера. Нами также были получены снимки следов частиц космических лучей. Опыты, проведенные с пропаном (C_3H_8), очень удобным для жидкостных пузырьковых камер веществом, сильно расширили наши возможности и позволили получить несколько сотен стереоснимков отличного качества при работе с выведенными протонным и нейтронным пучками синхроциклотрона Института ядерных проблем АН СССР. Эти результаты опубликованы [7]. Проведенная нами работа позволяет сделать некоторые заключения о возможности использования пузырьковых камер и о выборе режима их работы.

При фотографировании следов частиц космических лучей в жидкостных пузырьковых камерах, работающих по принципу сброса давления, приложенного к нагретой жидкости, возникают трудности в силу двух причин. Первая причина связана с малым временем чувствительности пузырьковой камеры. Это время определяется в основном условиями возникновения и роста пузырьков. Адсорбированные на стенках прибора



1



2

3

Рис. 1. Следы частиц в пузырьковой пропановой камере, облученной нейтронами с максимальной энергией 600 MeV в течение двух последовательных импульсов интенсивности, соответствующих импульсному режиму работы синхроциклотрона. Время чувствительности пропановой камеры более 0,01 сек

Рис. 2. Следы, созданные в пузырьковой камере протонами с энергией 650 MeV

Рис. 3. Ядерные расщепления углерода («звезды»), вызванные нейтронами с максимальной энергией 600 MeV. Видно, что следы лучей в «звезде» имеют различное число пузырьков на единицу длины следа



азы, загрязнения, а также любой фон, обусловленный наличием иони-зующих частиц, вызывают появление пузырьков в жидкости и сокращают время эффективного использования пузырьковой камеры для фотографирования следов частиц космических лучей. Быстрый рост этих пузырьков (в течение нескольких десятков микросекунд в режимах, использованных Глезером, и нескольких десятков миллисекунд в режимах, использованных нами) приводит к заполнению объема камеры крупными пузырьками, делающими невозможным дальнейшее фотографирование следов частиц.

Вторая причина появления трудностей в использовании пузырьковой камеры для фотографирования следов частиц космических лучей связана с тем, что до момента открывания клапана жидкость не находится в перегретом состоянии и неизвестно, может ли «помнить» жидкость о прохождении ионизующих частиц в течение времени, необходимого для сброса давления. Применявшийся Глезером [2—4] и нами способ управления моментом вспышки света от схемы совпадений со счетчиками недостаточно эффективен в силу малой величины времени задержки вскипания.

При работе с ускорителями малое время чувствительности пузырьковой камеры не является недостатком, так как работа пузырьковой камеры может быть синхронизована с работой ускорителя. Кроме того, следы частиц не искажаются за короткое время, необходимое для роста пузырьков. Это обстоятельство и приводит к безупречному качеству следов, которое иллюстрируется на наших фотографиях (рис. 1—2, см. вклейку). Число пузырьков достигает 100—120 на 1 см пути, а диаметр пузырьков — менее 0,1 мм. Из наших фотографий можно сделать вывод, что частицы с различной ионизующей способностью имеют различную плотность пузырьков вдоль следа. Изменяя температуру, можно изменять диапазон измеряемых ионизаций. Кроме того, изменяя величину сброса давления и температуру жидкости, можно регулировать скорость роста пузырьков, сохраняя неизменной чувствительность пузырьковой камеры к ионизации. Уменьшая скорость роста пузырьков, можно увеличить время чувствительности пузырьковой камеры.

В силу большого количества вещества, заключенного в пузырьковых камерах, они представляют собой весьма эффективный прибор для обнаружения ядерных взаимодействий частиц высокой энергии. По плотности вещества жидкостные пузырьковые камеры занимают промежуточное место между ядерными фотоэмульсиями (плотность 4 $гсм^{-3}$) и камерами Вильсона высокого давления (плотность вещества в камере Вильсона, наполненной аргоном при давлении 100 атм, равна 0,18 $г\,см^{-3}$). Плотность пропана в жидкостной камере в рабочем интервале температур ($50 \div 70°$ C) равна $0,3 \div 0,4$ $г\,см^{-3}$. При этой температуре в 1 $см^3$ пропана содержится такое же число ядер водорода, как и в 1 $см^3$ газообразного водорода при давлении 800 атм (без учета сжимаемости водорода).

Первые же фотографии вскрыли ряд замечательных особенностей пузырьковых камер с точки зрения возможностей исследования ядерных реакций, вызванных частицами высоких энергий. Нами сфотографированы «звезды» (рис. 3), связанные с расщеплением ядер углерода нейтронами с максимальной энергией 600 MeV. Следует отметить исключительные возможности пузырьковой камеры для идентификации останавливающихся в камере π^+- и π^--мезонов. Для π^+-мезонов в жидкостной камере можно наблюдать всю цепочку $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$-распада: μ^+-мезон с энергией 4,1 MeV, появляющийся в результате распада остановившегося π^+-мезона, оставляет в пропане след длиной 4—5 мм и распадается, давая хорошо различимый след позитрона. Даже в камере с рабочим объемом 10 $см^3$ в первые же часы работы нам удалось сфотографировать случай генерации π^--мезона, образованного быстрым нейтроном на ядре углерода. Медленный π^--мезон однозначно идентифицируется, поскольку он

в конце своего пробега дает хорошо различимую «звезду», возникающую при захвате π^--мезона ядром углерода.

Если известна природа частиц, участвующих в изучаемом процессе, то в пропановой камере в ряде случаев можно отделить процессы, идущие на углероде, от процессов, идущих на водороде. Такое отделение может основываться на различии в угловых соотношениях между продуктами ядерных реакций на ядрах углерода и водорода.

Возможность измерения импульса в пропановой камере определяется в основном влиянием многократного рассеяния. Хорошо известно, что влияние вещества, в котором наблюдается процесс, на величину многократного рассеяния характеризуется радиационной единицей длины для данного вещества. Простой расчет показывает, что радиационная длина для жидкого пропана приблизительно равна радиационной длине в аргоне при давлении 100 атм. Таким образом, многократное рассеяние в пропане имеет значительную величину и дает большую ошибку в измерении импульса при помощи обычных магнитных полей при малых размерах прибора. Однако при достаточно больших размерах прибора можно выполнять измерения импульса со значительной степенью точности в широком интервале значений импульса. Методика измерения импульсов в данном случае может быть та же, что и в камерах Вильсона высокого давления с аргоном, но точность измерений импульса (при одинаковых размерах прибора и величине напряженности магнитного поля) в пропановой камере будет выше из-за отсутствия искажений следов и их малой ширины. В пропане легко получить следы шириной 0,05 мм.

Наши опыты показали, что нет серьезных препятствий для создания жидкостных пузырьковых камер больших размеров. В настоящее время мы приступили к созданию таких приборов.

Следует отметить, что для заполнения пузырьковых камер можно брать и ряд других жидкостей. При этом состав жидкости будет определяться главным образом характером решаемой задачи. Можно воспользоваться выбором жидкостей и для расширения возможностей измерения физических характеристик частиц, следы которых фотографируются в камере. Выбирая жидкости, содержащие в своем составе вещества с большим атомным номером, мы получим возможность пользоваться явлением многократного рассеяния для измерения импульса частиц, как это делается при использовании ядерных фотоэмульсий. Используя для заполнения пузырьковой камеры водород, мы получаем прибор с очень малой величиной многократного рассеяния, позволяющий точно измерять импульс частиц в широком интервале значений импульсов при значениях напряженности магнитного поля, обычно применяемых при работе с камерами Вильсона. Отсутствие искажений у следов частиц в пузырьковой камере позволяет хорошо измерять углы между следами частиц.

Можно с уверенностью сказать, что жидкостная пузырьковая камера явится новым весьма эффективным прибором для исследования ядерных взаимодействий и свойств частиц при высоких энергиях.

Выражаем глубокую признательность А. И. Алиханову за ряд ценных соображений, использованных нами в настоящей работе.

Академия наук СССР

Цитированная литература

1. Glaser D. A., Phys. Rev., 87, 665 (1952).
2. Glaser D. A., Bull. Am. Phys. Soc., 28, 72 (1953).
3. Glaser D. A., Phys. Rev., 91, 762 (1953).
4. Glaser D. A., Nuovo Cim., 11, Suppl. No 2, 361 (1954).
5. Hildebrand R. M., Nagle D. E., Phys. Rev., 92, 517 (1953).
6. Wood J. G., Phys. Rev., 94, 731 (1954).
7. Блинов Г. А., Крестников Ю. С. и Першин И. И., ДАН СССР 99, 929 (1954).



